DIE KERNREAKTION $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$

ALS PROXIMITY-REAKTION

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von

Hans-Christoph Hilber
aus Stuttgart

Bochum 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549226_0007

DIE KERNREAKTION $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$

ALS PROXIMITY-REAKTION

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von

Hans-Christoph Hilber
aus Stuttgart

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN

Dissertation eingereicht am 28.4.1982
Tag der mündlichen Prüfung: 9.6.1982
Referent: Prof. Dr. D. Kamke
Korreferent: Prof. Dr. W. Glöckle

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit versucht, mit Hilfe der Kernreaktion $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$ als Proximity-Reaktion am Dreiteilchen-System $^{3}He + {}^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$ eine experimentelle Verifizierung zum zweiten Glied der Vielfachstreureihe zu geben. Die Untersuchung dieser Rescattering-Effekte ist von großem Interesse für die gegenwärtige Theorie der Endzustandswechselwirkung. Bei drei Einschußenergien (7,08 MeV, 8,98 MeV und 6,37 MeV) identifizieren zwei Detektorteleskope den Ausgangskanal des Dreiteilchen-Systems in Listmode-Koinzidenzexperimenten nach Protonen und Tritonen. Es treten Überhöhungen auf den kinematischen Kurven auf. Das detaillierte Studium ihres kinematischen Verhaltens erlaubt es, die in Konkurrenz zur Proximity-Reaktion stehenden Stufenzerfälle über intermediäre Zustände in ^{4}He, ^{9}B und ^{11}B auszuschließen. Berücksichtigt man noch die Coulombwechselwirkung, so lassen sich die experimentellen Ergebnisse im Sinne der klassischen Kinematik mit dem Proximity-Modell erklären.

INHALT

	EINLEITUNG	1
1.	SUCHE NACH EINEM REAKTIONSBEISPIEL ZUR DARSTELLUNG DER PROXIMITY-REAKTION	15
2.	KONKURRENZ-REAKTIONEN	24
3.	KINEMATIK	25
3.1	Kinematik des Proximity-Mechanismus'	25
3.2	Kinematische Unterscheidung zwischen Proximity-Mechanismus und Konkurrenz-Mechanismen	33
3.3	Experimentelle Randbedingungen für die Kinematik	39
3.4	Klassische Abschätzung des Wirkungsquerschnitts	41
4.	EXPERIMENTE, AUSWERTUNG UND ERGEBNISSE	46
4.1	Festlegung der Kinematik für die Experimente	46
4.2	Beschleuniger, Streukammer, Targets und Detektoren	47
4.3	Meßelektronik und Datenerfassung	48
4.4	Zeitabgleich der Meßelektronik	51
4.5	Darstellung der Meßdaten und Teilchenidentifizierung	53
4.6	Energieeichung der Meßelektronik	58
4.7	Auswertung der Meßdaten	61
4.8	Kontrolle der Auswertung und Fehlerbetrachtung	65
4.9	Meßergebnisse	69
5.	COULOMBWECHSELWIRKUNG	75
6.	WERTUNG DER MESSERGEBNISSE HINSICHTLICH DER SIMULATIONSERGEBNISSE	80

7. VERHALTEN DES EFFEKTS MIT DER EINSCHUSSENERGIE 83
7.1 Unterscheidung des Proximity-Mechanismus' vom ^{4}He-Stufenzerfall 83
7.2 Diskussion der Kinematik 86
7.3 Experimente und Ergebnisse 87
7.4 Absenkung der Einschußenergie 92

8. DISKUSSION 95

Anhang A ENERGIEWALK-ANALYSE 98

Anhang B RECHNERISCHE SIMULATION DES PROXIMITY-MECHANISMUS' MIT COULOMBWECHSELWIRKUNG 105
B.1 Kinematik 106
B.2 Statistische Wichtung der Variablen 144
B.3 Winkelunschärfe im Laborsystem 152
B.4 Durchführung der Simulationsrechnung 154
B.5 Ergebnisse der Simulationsrechnung für E_O = 7,08 MeV 155
B.6 Ergebnisse der Simulationsrechnung für E_O = 8,98 MeV und E_O = 6,37 MeV 164

LITERATURVERZEICHNIS 170

EINLEITUNG

Die Dreiteilchen-Kernphysik beschäftigt sich mit Kernreaktionen, die gemäß folgender Reaktionsgleichung ablaufen:

$$O + T \rightarrow 1 + 2 + 3 \ .$$

Der Zweiteilchen-Eingangskanal O + T führt zum Dreiteilchen-Ausgangskanal 1 + 2 + 3 mit den Impulsen $\vec{P}_1$, $\vec{P}_2$ und $\vec{P}_3$.

Durch Separation der physikalisch uninteressanten Schwerpunktsbewegung und Einführung der Jacobi-Impulskoordinaten $\vec{p}$ und $\vec{q}$ reduziert sich das Dreiteilchen-Problem auf ein effektives Zweiteilchen-Problem. Während $\vec{q}$ den Relativimpuls zwischen Teilchen 1 und 2 beschreibt, bewegt sich das dritte Teilchen relativ zu deren gemeinsamen Schwerpunkt mit dem Impuls $\vec{p}$ (Abb. 1).

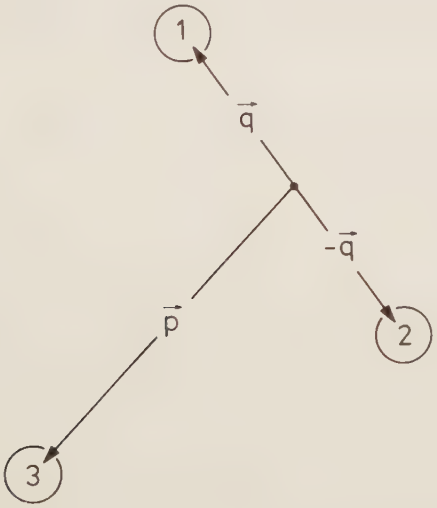


Abb. 1: Die Jacobi-Impulskoordinaten $\vec{p}$ und $\vec{q}$

Quantenmechanisch wird die Gesamtheit aller möglichen, asymptotischen freien Impulszustände $|\vec{p}\vec{q}>$ durch eine Zustandsfunktion $|\Psi>$ beschrieben. Deren Impulsdarstellung lautet:

$$|\Psi> = \int d^3\vec{p}\, d^3\vec{q}\ |\vec{p}\vec{q}> <\vec{p}\vec{q}|\Psi> \ . \qquad (1)$$

Sie wird erzeugt durch Anwendung des Resolventenoperators G auf den freien Dreiteilchen-Anfangszustand $|\vec{p}_o\vec{q}_o>$ gemäß

$$|\Psi> = \lim_{\varepsilon\to o} i\varepsilon\, G(E+i\varepsilon)\ |\vec{p}_o\vec{q}_o> \ . \qquad (2)$$

Über den Resolventenoperator läßt sich der Dreiteilchen-T-Operator definieren, und zwar durch:

$$G = G_o + G_o\, T\, G_o \ . \qquad (3)$$

Dabei ist G_o der "freie" Dreiteilchen-Propagator. Er läßt den freien Dreiteilchen-Anfangszustand $|\vec{p}_o\vec{q}_o>$ unverändert. Erst der T-Operator bringt die Wechselwirkung der drei Teilchen ins Spiel.

Nach Faddeev (Sch74) kann man den Operator T als Summe aus den drei Komponenten T_1, T_2 und T_3 darstellen:

$$T = T_1 + T_2 + T_3 \ . \qquad (4)$$

Die Komponenten T_i (i=1,2,3) enthalten jeweils den Zweiteilchen-Operator t_i, der die Wechselwirkung des Teilchens i+1 mit Teilchen i+2 beschreibt, und den freien Dreiteilchen-Propagator G_o. Die Kopplung der Komponenten T_i erfolgt über die Summe aus den Komponenten T_{i+1} und T_{i+2}.

$$T_1 = t_1 + t_1\, G_o\, (\, T_2 + T_3\,) \ , \qquad (5)$$

$$T_2 = t_2 + t_2 G_0 (T_3 + T_1) , \tag{6}$$

$$T_3 = t_3 + t_3 G_0 (T_1 + T_2) . \tag{7}$$

Die Entkopplung der drei Gleichungen kann formal durch eine Reihenentwicklung geschehen. In zweiter Näherung gilt:

$$T_1 = t_1 + t_1 G_0 t_2 + t_1 G_0 t_3 + \dots , \tag{8}$$

$$T_2 = t_2 + t_2 G_0 t_3 + t_2 G_0 t_1 + \dots , \tag{9}$$

$$T_3 = t_3 + t_3 G_0 t_1 + t_3 G_0 t_2 + \dots . \tag{10}$$

Die Entwicklung des gesamten Dreiteilchen-T-Operators in eine Reihe wird als Vielfachstreureihe bezeichnet. Sie besteht aus einer Zerlegung der Dreiteilchen-Wechselwirkung in eine Hintereinanderschaltung reiner Zweiteilchen-Wechselwirkungen. Diese Deutung läßt sich graphisch veranschaulichen. Das erste Glied t_1 (Abb. 2)

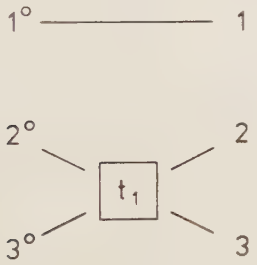


Abb. 2: Graph zum ersten Glied der Vielfachstreureihe

ist wie folgt zu interpretieren: Der Zweiteilchen-Operator t_1 transformiert das Teilchenpaar 2^0, 3^0 des aus den drei Teilchen 1^0, 2^0 und 3^0 bestehenden Anfangszustands in das Teilchenpaar 2, 3. Dabei bleibt das erste Teilchen von der Wechselwirkung unberührt. Das Glied zweiter Ordnung, zum Beispiel

$t_3 G_0 t_1$ (Abb. 3) transformiert wie das Glied erster Ordnung den Anfangszustand anstatt in den Endzustand in den intermediären Zwischenzustand 1', 2' und 3'. Dann schließt sich entsprechend dem freien Dreiteilchen-Propagator G_0 eine freie Bewegung der drei Teilchen an, ehe der Operator t_3 das Teilchenpaar 1', 2' in den Endzustand 1, 2 streut. Dabei bleibt jetzt das dritte Teilchen von der Wechselwirkung unberührt.

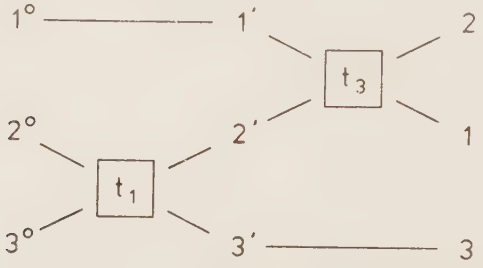


Abb. 3: Graph zum zweiten Glied der Vielfachstreureihe, Proximity-Glied

Das Glied zweiter Ordnung in der Vielfachstreureihe ist die erste Rescatteringkorrektur in der Entwicklung des Dreiteilchen-T-Operators. Es entspricht der von Fox (Fox62) diskutierten Proximity-Streuung.

Die Graphen der Abbildungen 2 und 3 erlauben es anschaulich, die Reihenentwicklung für den Dreiteilchen-T-Operator fortzusetzen. Ein Glied dritter Ordnung lautet zum Beispiel $t_2 G_0 t_3 G_0 t_1$ und beschreibt eine zweite Rescatteringkorrektur, jetzt zwischen den Teilchen 1" und 3" (Abb. 4).

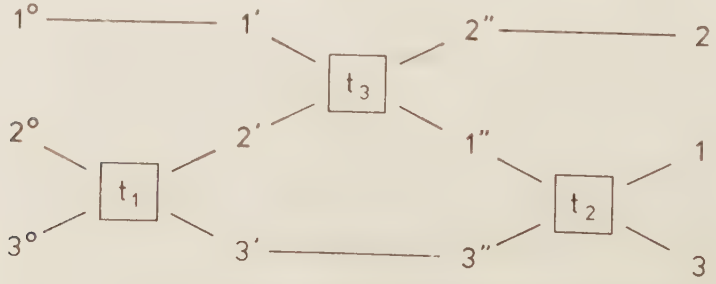


Abb. 4: Graph zum dritten Glied der Vielfachstreureihe

Die Beschreibung der Dreiteilchen-Wechselwirkung für drei spinlose, elementare Teilchen durch die Vielfachstreureihe ist ein theoretisches Modell, und es erhebt sich zwangsläufig die Frage, inwieweit es sich mit der physikalischen Wirklichkeit verträgt. Es gilt also, Systeme zu suchen, die den Voraussetzungen der Theorie möglichst nahe kommen. Hinsichtlich der "Elementarität" werden in der Niederenergie-Kernphysik diese Forderungen zum Beispiel von Neutronen oder Protonen erfüllt. Da sämtliche Operatorprodukte in der Vielfachstreureihe auf den freien Dreiteilchen-Anfangszustand $|\vec{p}_0\vec{q}_0>$ angewendet werden, müßte dieser zum Beispiel dadurch realisiert werden, daß zwei Projektilteilchen auf ein in Ruhe befindliches Targetteilchen geschossen werden. Ein derart durchgeführtes Experiment würde aber an einer unmeßbar kleinen Ausbeute scheitern. Damit nämlich die beiden Projektilteilchen mit dem Targetkern gemeinsam wechselwirken können, müssen sie in kleiner Entfernung untereinander auf das den Wirkungsquerschnitt σ repräsentierende Targetkernscheibchen zufliegen. Das wäre nur dann erfüllt, wenn sich die zwei Projektilteilchen in einem gemeinsamen Volumen aufhalten würden, dessen Größe einem Würfel mit der Kantenlänge $\sqrt{\sigma}$ entspricht. Dieser Würfel ist extrem klein im Vergleich zu dem Volumen, das einem Teilchen durchschnittlich im Strahl zur Verfügung steht. Während ein Wirkungsquerschnitt von σ = 10 mb den Rauminhalt des Würfels auf 1 fm^3 beschränkt, liegt das Durchschnittsvolumen für ein einfach positiv geladenes Teilchen, das sich mit einem Zehntel der Lichtgeschwindigkeit in einem auf eine Fläche von 1 mm^2 fokussierten, 1 µA starken Ionenstrahl bewegt, bei rund $5 \cdot 10^{33}$ fm^3. Damit läge der Dreiteilchen-Wirkungsquerschnitt um 33 Größenordnungen unter dem Zweiteilchen-Wirkungsquerschnitt σ.

Nach dieser Abschätzung bleibt dem Experimentator nichts anderes übrig, als den Dreiteilchen-Anfangszustand $|\vec{p}_0\vec{q}_0>$ über einen Zweiteilchen-Eingangskanal O + T zu erzeugen. Dieser Produktionsprozeß P ist noch nicht in der Vielfachstreureihe

für T enthalten; er sei ihr von nun an als Glied nullter Ordnung (Abb. 5) vorangestellt.

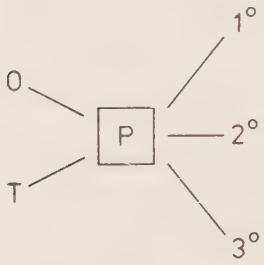


Abb. 5: Graph zum Glied nullter Ordnung der Vielfachstreureihe, Produktionsprozeß P

Die quantitative Verbindung zwischen Theorie und dem in kinematisch vollständigen Experimenten gemessenen fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitt wird durch die Goldene Regel der Quantenmechanik formuliert (New66):

$$\frac{\partial^5\sigma}{\partial^5\omega} \sim |\langle \vec{p}\vec{q}|U|0+T\rangle|^2 \ PF \ . \qquad (11)$$

Die Größe PF heißt Phasenraumfaktor, und das Matrixelement $\langle \vec{p}\vec{q}|U|0+T\rangle$ führt vom Zweiteilchen-Eingangskanal $|0+T\rangle$ in den freien Dreiteilchen-Ausgangskanal $\langle \vec{p}\vec{q}|$. Das verallgemeinerte Raumwinkelelement $\partial^5\omega$ setzt sich aus den Differentialen der zur vollständigen Festlegung der Kinematik notwendigen fünf Variablen zusammen. Zum Beispiel stellen im Laborsystem die Flugrichtungen von zwei der drei Teilchen und die Energie oder der Impulsbetrag eines Teilchens einen derartigen Variablensatz dar. Er ist rein kinematisch mit den Jacobi-Impulsen $\vec{p}$ und $\vec{q}$ verknüpft.

Für den Übergangsoperator U gilt es, einen Bezug zum Dreiteilchen-T-Operator herzustellen. Dazu wird U näherungsweise

in die Anteile U_{OO} und P zerlegt:

$$U = U_{OO} \cdot P \ . \tag{12}$$

Dabei beschreibe der Operator P die Produktion des freien Dreiteilchen-Anfangszustands $|\vec{p}_O\vec{q}_O\rangle$ aus dem Zweiteilchen-Eingangskanal $|O+T\rangle$. Er repräsentiert das bereits erwähnte Glied nullter Ordnung der Vielfachstreureihe. Der Operator U_{OO} umfaßt die gesamte Endzustandswechselwirkung der drei Teilchen. Da er vom freien Dreiteilchen-Anfangszustand $|\vec{p}_O\vec{q}_O\rangle$ in den freien Dreiteilchen-Endzustand $\langle\vec{p}\vec{q}|$ führt, fällt er mit dem Dreiteilchen-T-Operator zusammen (Sch74),

$$U_{OO} \equiv T \ , \tag{13}$$

so daß mit (12) gilt:

$$U = T \cdot P \ . \tag{14}$$

Nach Gleichungen (4) und (8-10) setzt sich der Operator T aus den einzelnen Gliedern der Vielfachstreureihe zusammen. Will man durch Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit dem Ergebnis aus der Vielfachstreureihe diese verifizieren, stellt sich bei der Summation über die Matrixelemente ihrer Glieder,

$$\frac{\partial^5\sigma}{\partial^5\omega} \sim \left| \sum \langle\vec{p}\vec{q}| \begin{matrix}\text{Glied der Viel-}\\ \text{fachstreureihe}\end{matrix} \cdot P|O+T\rangle \right|^2 PF \ , \tag{15}$$

sofort die Frage der Konvergenz. Zum Beispiel konvergiert beim p - d - System die Reihe nur bei hohen Energien (Dur73). Wieviel Glieder berücksichtigt werden müssen, hängt auch von der Größe ihrer Matrixelemente untereinander ab. Dehnt man den physikalisch relevanten, reellen Phasenraum formal auf komplexe Impulse aus, so findet man unterschiedliche Stellen,

an denen die Matrixelemente Singularitäten besitzen. Liegt eine solche Singularität nahe der Grenze zum reellen Phasenraum, dem sogenannten physikalischen Gebiet, so wird das entsprechende Glied umsomehr in der Vielfachstreureihe dominieren, je mehr man sich im reellen Teil des Phasenraums der Singularität nähert. So ist zu erwarten, daß man bei der Untersuchung des Wirkungsquerschnitts als Funktion der Impulse $\vec{p}$ und $\vec{q}$ des Dreiteilchen-Endzustands immer wieder Überhöhungen antreffen wird, die einzelnen Gliedern der Vielfachstreureihe entsprechen.

Das singuläre Verhalten der Matrixelemente bietet im Prinzip dem Experimentator die Möglichkeit, die Existenz der einzelnen Glieder der Vielfachstreureihe anhand von Überhöhungen im Wirkungsquerschnitt zu verifizieren. Dazu muß er wissen, welche Gebiete im Phasenraum zu untersuchen sind. Dieser Frage sind zum Beispiel die theoretischen Arbeiten von Bronzan (Bro64), Coleman und Norton (Col65) und Rubin et al. (Rub66) gewidmet. Sie kommen zu dem Schluß, daß die Überhöhungen gerade an den Stellen im Phasenraum zu erwarten sind, die einem rein klassischen Ablauf der durch die Graphen der Abbildungen 2-4 dargestellten Prozesse entsprechen. Auch wenn die Anwendung der Zweiteilchen-Operatoren t_i in den Gliedern der Vielfachstreureihe jeweils zwei der drei Teilchen nach wie vor in nicht beobachtbare und nicht an den Energiesatz gebundene intermediäre Zwischenzustände überführt, muß man sich vorstellen, daß sich die Teilchen wie physikalisch reale Gebilde nach den Gesetzen der klassischen Mechanik bewegen. Die sukzessive Anwendung der Operatoren repräsentiert eine zeitliche Aufeinanderfolge von Stufenprozessen. So interpretiert sich die Überhöhung im Wirkungsquerschnitt in der Reaktion $p + d \to n + p + p$ (And65) bei verschwindender Relativenergie zum Beispiel zwischen den beiden Protonen (Teilchen 2 und 3) als ein paralleles Nebeneinanderfliegen der beiden Teilchen und ist ein schönes Beispiel zur rein kinematischen Verifizierung des ersten Glieds in der Vielfachstreureihe.

Dieser Prozeß wird auch als p - p - Endzustandswechselwirkung bezeichnet.

Die klassische Betrachtung läßt sofort erkennen, daß das System p + d → n + p + p sich nicht eignet, das zweite Glied der Vielfachstreureihe anhand einer Überhöhung im Wirkungsquerschnitt selektiv zu demonstrieren. Zur Proximity-Streuung müßte man nach der p - p - Endzustandswechselwirkung das eine Proton mit einer hinreichend von Null verschiedenen Relativenergie vom anderen Proton wegschicken, damit es das Neutron (Teilchen 1) im Flug einholen und an ihm gestreut werden kann. Verzichtet man auf die Elementarität des dritten Teilchens und ersetzt es zum Beispiel durch einen ^{12}C-Kern, so ließe sich die notwendige Relativenergie zusammen mit dem Proton in einem Anregungszustand des ^{13}N-Kerns, der nach einer mittleren Lebensdauer τ in die Kerne p und ^{12}C zerfällt, speichern. Man spricht dann von einer resonanten Endzustandswechselwirkung.

Der Dreiteilchen-Anfangszustand $n^o + p^o + {}^{12}C^o$ läßt sich zum Beispiel aus dem Zweiteilchen-Eingangskanal $d + {}^{12}C$ erzeugen. Die Resonanz in der Endzustandswechselwirkung zwischen dem Proton und dem ^{12}C-Kern wird in folgendem Graphen durch die Doppellinien des "$^{13}N^*$-Quadrats" symbolisiert (Abb. 6).

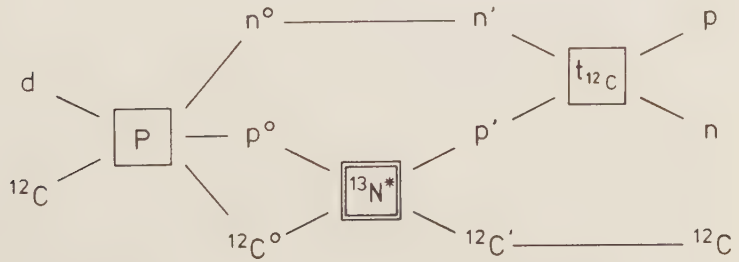


Abb. 6: Graph mit Produktionsprozeß P, resonanter Endzustandswechselwirkung ($^{13}N^*$) und Proximity-Streuung ($t_{^{12}C}$) für das System $^{12}C(d,np)^{12}C$

Aitchison und Kacser haben das Übergangsmatrixelement für obigen Graphen (Abb. 6) quantenmechanisch berechnet (Ait66). Sie fanden eine logarithmische Singularität genau an der Stelle des Phasenraums, auf die auch eine rein klassische Interpretation des Graphen stößt. Ihre Aussage deckt sich also mit den bereits erwähnten Arbeiten von Bronzan, Coleman und Rubin (Bro64, Col65, Rub66). Als dann Lang et al. (Lan65) am System $d + {}^{12}C \rightarrow n + p + {}^{12}C$ im Protonenenergiespektrum an der klassisch vorausberechneten Stelle eine Überhöhung feststellten, galt dies als ein erster Hinweis auf die Existenz der Proximity-Streuung. Weitere Untersuchungen, die auch auf die Systeme $d + {}^{40}Ca \rightarrow n + p + {}^{40}Ca$ und $d + {}^{7}Li \rightarrow n + \alpha + \alpha$ ausgedehnt wurden, konnten zumindest im Falle des n - p - Rescattering den experimentellen Befund bestätigen. Dagegen ist die Situation beim n - α - Rescattering schon rein experimentell kontrovers. Während Valkovič et al. (Val68) keinen Effekt fanden, trat bei Thiévent et al. (Thi69) eine Überhöhung auf, die sich gut mit den Rechnungen nach Aitchison und Kacser (Ait66) beschreiben ließ (Thi71). Dennoch ist die Existenz des Effektes fraglich, zumal Sweeney et al. (Swe71) und Bray et al. (Bra72) unter den gleichen experimentellen Bedingungen die Experimente von Thiévent et al. wiederholten und deren Ergebnisse nicht bestätigen konnten.

Beim n - p - System ist zweifellos stets ein "Effekt" zu sehen. Probleme gibt es hier mit der physikalischen Interpretation. Da die Proximity-Streuung zwischen dem Proton und dem Neutron bei sehr kleinen Relativenergien erfolgt, räumen Lang et al. (Lan66) und Bohne et al. (Boh68) die Möglichkeit ein, daß etwa 30% bis 50% des beobachteten Effekts auf Deuteronenaufbruch im Coulombfeld, n - p - FSI und die Anregung eines virtuellen Deuteronenzustands zurückgeführt werden könnte. Weitere Interpretationsmöglichkeiten sehen Lassen et al. (Las68) im Falle der am ${}^{40}Ca$ ausgeführten Experimente in einem simultanen Dreiteilchen-Aufbruch und in Stufenzerfällen über intermediäre Zustände in ${}^{41}Sc$ und ${}^{41}Ca$.

Sie lassen sich jedoch zusammen mit dem T = 1 Singulett-Zustand des virtuellen Deuterons (Anregungsenergie bei 60 keV nach Val68), das trotz Isospinverletzung durch Isospinmischung im Compoundkern $^{14}N^*$ (San73 und Mey66) angeregt werden könnte, anhand der Isotropie ihrer Winkelverteilung von der anisotropen Winkelverteilung des Proximity-Effekts unterscheiden (Las67 und Las68). Sharma et al. (Sha73) sehen in der charakteristischen Energieabhängigkeit des Effekts, die sich konsistent mit der quantenmechanischen Rechnung nach Aitchison und Kacser (Ait66) deckt, einen eindeutigen Hinweis auf die Existenz der Proximity-Streuung, zumal eine Beschreibung ihrer experimentellen Ergebnisse durch den FSI-Mechanismus schlechter ausfällt. Faßt man die Aussagen der bereits erwähnten Arbeiten zum n - p - Rescattering zusammen, so mag man zu dem Schluß kommen, daß der Proximity-Effekt zwar nicht direkt, sondern erst nach sorgfältiger quantenmechanischer Analyse (Winkelabhängigkeit, Energieabhängigkeit und quantenmechanische Rechnung) identifiziert werden kann.

Die quantitative Identifizierung eines so schwachen Effektes wie die Proximity-Streuung erfordert eine hohe Genauigkeit in Experiment und Theorie. So können Sandler et al. (San73) ihre Meßergebnisse am System $d + {}^{12}C \rightarrow n + p + {}^{12}C$ nicht mit dem Proximity-Modell erklären. Unklar ist auch, inwieweit eine Isospinmischung im Compoundkern $^{14}N^*$ der isospinerlaubten T = 0 Triplett - n - p - Proximity-Streuung einen isospinverbotenen T = 1 Singulett-Anteil beifügt. Interferierende Beiträge von Singulett- und Triplett-FSI machen quantitative Aussagen kompliziert. Gemmeke et al. (Gem76) zeigen, daß eine inkoherente Überlagerung der $^{13}N^*$ (3,5 MeV) Resonanz mit einer reinen Singulett-FSI dasselbe Ergebnis liefert wie die proximityspezifischen Rechnungen nach Aitchison und Kacser unter Annahme eines 3 : 7 - Verhältnisses von Singulett- und Triplett-Beitrag. Obendrein sind beide Rechnungen nicht in der Lage, ihre Messungen zu beschreiben. Inwieweit die Diskrepanz

durch Deuteronenaufbruch im Coulombfeld zu überbrücken ist, kann wegen fehlender Modelle im Bereich der leichten Kerne wie ^{12}C nicht abgeschätzt werden.

Aus der quantitativen Unzulänglichkeit der theoretischen Modelle für die Proximity-Streuung und die konkurrierenden Mechanismen sei der Versuch abgeleitet, letztere vollständig davon zu isolieren. Nachdem eine kinematische Isolation wegen der kleinen Relativenergie des n - p - Systems nicht möglich ist, sollte man die Proximity-Streuung durch eine Kernumwandlung der an ihr beteiligten Teilchen auszeichnen. Dazu muß die von der Vielfachstreureihe geforderte Elementarität zumindest für eines der Teilchen, zum Beispiel des Protons, aufgegeben werden. Tritt an seine Stelle ein ^{3}He-Kern, so könnte sich die Proximity-Streuung, die jetzt zur Proximity-Reaktion geworden ist, durch das Auftreten eines Proton-Triton-Paares zusätzlich verifizieren. Zwar bedeutet der Übergang zu den Proximity-Reaktionen einen weiteren Schritt weg von der ursprünglichen Vielfachstreureihe; dennoch ist die Proximity-Reaktion ein guter Repräsentant des zweiten Glieds in der Vielfachstreureihe: Das wesentliche Charakteristikum, daß sich zwei Kerne im Flug einholen und miteinander wechselwirken, bleibt erhalten.

In der Literatur gibt es bisher nur ein Experiment zum Existenznachweis der Proximity-Reaktion. Kato et al. (Kat72) fanden am System $d + {}^{6}Li \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{4}He$ an der proximityspezifischen Stelle der Energieebene eine signifikante Anhäufung von Proton-Triton-Koinzidenzen. Geht man von den bekannten Energieniveaus der Kerne ^{4}He, ^{5}Li und ^{7}Li aus, so steht die Interpretation ihrer Ergebnisse als Verifizierung der Proximity-Reaktion $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$ außer Zweifel. Von der Möglichkeit, Energie und Winkel so zu verändern, um eine Verwechslung mit den Beiträgen bisher unbekannter Energieniveaus auszuschließen, ist nicht Gebrauch gemacht worden. Nachdem die intermediären Zustände aus geladenen Teilchen be-

stehen, ist auch offen, ob nicht die Coulombwechselwirkung die Kinematik beeinflußt. In folgenden drei Thesen seien die bisherigen Ergebnisse der erwähnten Arbeiten zum Proximity-Problem zusammengefaßt:

1) Beim n - α - System ist die Existenz der Proximity-Streuung fragwürdig, da ein experimenteller Effekt nur von Thiévent et al. (Thi71) gesehen worden ist und von mehreren anderen Autoren nicht bestätigt werden konnte.

2) Beim n - p - System ist zumindest experimentell ein Effekt in den Spektren zu sehen. Die eindeutige Interpretation als Proximity-Streuung scheitert an dem nicht abzuschätzenden Beitrag konkurrierender Prozesse.

3) Die Darstellung des zweiten Glieds mittels einer Proximity-Reaktion ist bisher nur einmal versucht worden. Die Deutung des experimentell einwandfreien Effekts nach dem Proximity-Modell könnte an dem Einfluß der Coulombwechselwirkung und an mangelnder Kenntnis der Anregungszustände von Kernen in Konkurrenzmechanismen scheitern.

Wertet man die bisherige Arbeit zum Thema der Proximity-Wechselwirkung, so ziehen wir den Schluß, daß die Existenz des Prozesses zwar durchaus möglich, aber keineswegs sicher ist. Nach Kacser und Aitchison (Kac65) ist das Problem aber von großem Interesse, da die Rescattering-Effekte nicht mit Resonanzen verwechselt werden dürfen und eine notwendige Folge der gegenwärtigen Theorie der Endzustandswechselwirkung sind. Daher halten wir es für erforderlich, einen erneuten Versuch zum Existenznachweis der Proximity-Wechselwirkung zu unternehmen. Für den Fall, daß in den bisherigen Arbeiten der Effekt doch aufgetreten ist, kann man erwarten, daß er gerade noch an der Grenze des experimentell Erfaßbaren liegt. Am aussichtsreichsten scheint es uns, das Problem anhand der Pro-

ximity-Reaktion zu untersuchen. Die Anwendung einer Teilchenidentifizierungstechnik sollte es gestatten, die charakteristischen Reaktionsprodukte der Proximity-Reaktion, die in Abschnitt 1 ausgewählt wird, als solche zu identifizieren. Gleichzeitig eliminiert man die starken Beiträge der sequential decay peaks, wie sie im Falle der Proximity-Streuung bei den Systemen n - p und n - α stets notwendigerweise auftraten. Ähnlich wie bei Kato (Kat72) werden in Abschnitt 2 Konkurrenzprozesse besprochen, die, nachdem in Abschnitt 3 die Kinematik diskutiert worden ist, durch eine systematische Variation von Winkeln (Abschnitt 4.1) und Einschußenergie (Abschnitt 7) bei den in Abschnitt 4 beschriebenen Koinzidenzexperimenten vom Proximity-Mechanismus unterschieden werden sollen. Inwieweit die Coulombwechselwirkung die Kinematik beeinflußt, wird in Abschnitt 5 qualitativ und im Anhang B quantitativ diskutiert. Zu betonen ist, daß sich die kinematische Identifikation des Proximity-Mechanismus' auf die Aussage von Aitchison und Kacser (Ait66) stützt, nach der die Überhöhung im Wirkungsquerschnitt gerade dort zu erwarten ist, wie es einem rein klassischen Ablauf des ganzen Reaktionsmechanismus' entspricht.

1. SUCHE NACH EINEM REAKTIONSBEISPIEL ZUR DARSTELLUNG DER PROXIMITY-REAKTION

Die Proximity-Reaktion ist die letzte Stufe eines aus drei zeitlich aufeinanderfolgenden Einzelprozessen bestehenden Dreiteilchen-Reaktionsmechanismus'. Während einerseits der kinematisch unwahrscheinliche Effekt über eine Reaktion großen Wirkungsquerschnitts hervorgehoben werden muß, ist noch zu beachten, daß unter Einhaltung der experimentell vorgegebenen Randbedingungen (z. B. begrenzte Einschußenergie des Beschleunigers) die energetischen Eigenschaften der beteiligten Atomkerne in einem vernünftigen Verhältnis zueinander stehen.

Vor dem Eintritt der Proximity-Reaktion müssen sich die beiden Reaktionspartner im Flug einholen. Gemäß der daraus resultierenden kleinen Energie ihrer Relativbewegung ist eine Kernreaktion gesucht, deren Wirkungsquerschnitt bei kleinen Relativenergien große Werte aufweist. Ferner darf die Annäherung der Kerne nicht durch einen Coulombwall erschwert werden, das heißt, eines der Teilchen sollte elektrisch neutral sein. Mit der Reaktion

$$n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + 0{,}764\ MeV$$

werden die beiden Bedingungen hinreichend gut erfüllt. Ihr Wirkungsquerschnitt ist der Quadratwurzel aus der Energie der Relativbewegung zwischen dem ^{3}He-Kern und dem Neutron umgekehrt proportional und steigt im Bereich von 10 keV - 100 keV auf Werte der Größenordnung barn an (Pai68). Eine Coulombbarriere existiert zwischen den beiden Reaktionspartnern im Eingangskanal nicht.

Die beiden Wasserstoffisotope des Ausgangskanals der Proximity-Reaktion besitzen kleine Massen und Kernladungszahlen, so daß ihre Identifizierung mittels ΔE/E-Teleskope keine großen Probleme aufwerfen sollte.

Der ^{3}He-Kern und das Neutron müssen in den beiden ersten Reaktionsstufen je einzeln erzeugt werden. Letzteres erfolge durch Zerfall eines instabilen Atomkerns, der seinerseits in Verbindung mit dem ^{3}He-Kern über einen geeignet zu wählenden Eingangskanal bereitgestellt wird.

Die Proximity-Reaktion kann nur dann ausgelöst werden, wenn das Neutron in einen Raumwinkel so emittiert wird, daß es das Wirkungsquerschnittsscheibchen des ^{3}He-Kerns trifft. Da dieser Raumwinkel quadratisch mit der Entfernung des ^{3}He-Kerns vom neutronenemittierenden Kern abnimmt, sollte dessen mittlere Lebensdauer einige 10^{-21} s nicht überschreiten. Nach der Unschärferelation liegt die energetische Breite des entsprechenden Zustandes in der Größenordnung 100 keV.

Zur Neutronenemission sind zum Beispiel die Kerne ^{7}Li, ^{9}Be, ^{13}C und ^{17}O geeignet. Während ihre Grundzustände zwar stabil sind, besitzen sie unter anderem auch angeregte, neutroneninstabile Zustände mit passenden Lebensdauern (Ajz74, Ajz76 und Ajz77). Es gilt nun, einen Eingangskanal zu suchen, über den diese Zustände in Verbindung mit einem ^{3}He-Kern angeregt werden können.

Energetisch sollte der Eingangskanal nicht über dem Ausgangskanal liegen, da selbst bei klein gewählter Einschußenergie die freigesetzte Reaktionsenergie die Kerne im Ausgangskanal schon innerhalb einer Zeitspanne von 10^{-21} s so weit voneinander entfernen könnte, daß im ungünstigsten Fall das Neutron aufgrund seiner endlichen Geschwindigkeit nicht mehr in der Lage wäre, den ^{3}He-Kern einzuholen. Vielmehr bieten negative Reaktionsenergien den Vorteil, daß trotz eines Min-

destmaßes an Einschußenergie im Eingangskanal, das zur Überwindung der Coulombbarriere notwendig ist, die Geschwindigkeiten der Ausgangskanalteilchen klein genug ausfallen.

Zur Darstellung der ersten Reaktionsstufe bieten sich zwei Möglichkeiten an. Während eine Kernumwandlung zu einem Ausgangskanal führt, der sich in seiner Teilchenidentität vom Eingangskanal unterscheidet, handelt es sich im Falle identischer Eingangs- und Ausgangskanäle um eine inelastische Streuung eines ^{3}He-Geschoßkerns an dem dann neutronenemittierenden Targetkern. Da das Experimentieren mit ^{3}He-Geschoßkernen mit hohen Kosten verbunden ist, wurde vorerst den Kernumwandlungen eine größere Aufmerksamkeit geschenkt.

Die Kerne ^{7}Li und ^{17}O haben geeignete neutronenzerfallende Zustände ab Anregungsenergien von 7,467 MeV und 5,086 MeV. Passende Eingangskanäle gibt es nicht. Sie liegen energetisch zu hoch oder so tief, daß die am Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger zur Verfügung stehende Teilchenenergie nicht ausreicht, die Zustände anzuregen.

Das Energieniveauschema von ^{9}Be ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Neben dem sehr scharfen Zustand bei 2,429 MeV treten sehr breite Niveaus ($\Gamma \sim$ MeV) auf, die jedoch infolge der daraus resultierenden kinematischen Unschärfen zur Identifikation des Proximity-Mechanismus' nicht geeignet sind. Eine Ausnahme bildet der Zustand bei 3,058 MeV. Er besitzt die günstige Breite von 0,292 MeV. Während seine Anregung über das energetisch zu tief liegende System p + ^{11}B nicht möglich ist, erfordert der Beschuß von ^{10}B-Targets mit Deuteronen nur eine Mindestenergie von 4,980 MeV, die bequem zur Überwindung der Coulombbarriere von 1,506 MeV ausreicht und zudem im zugänglichen Bereich des Bochumer Beschleunigers liegt.

Die Neutronenschwelle des ^{13}C-Kerns liegt bei 4,964 MeV. Aber erst ab einer Anregungsenergie von 7,677 MeV verbreitern

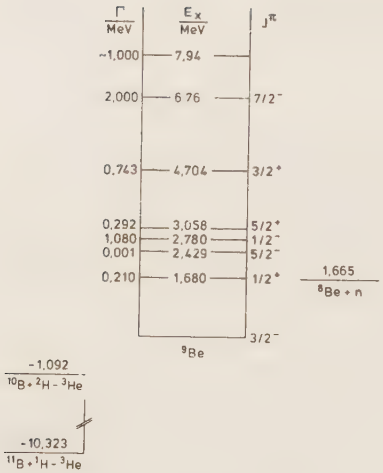


Abb. 1.1: Energieniveauschema von ^{9}Be nach Ajz74. Kinematisch ist nur der 3,058-MeV-Zustand mit seiner Breite von 0,292 MeV zur Identifikation des Proximity-Mechanismus' geeignet

sich seine Zustände auf Werte zwischen 70 bis etwa 500 keV. Ein passender Eingangskanal wird durch das System ^{6}Li + ^{10}B repräsentiert. Im zweifach positiven Ladungszustand können die ^{6}Li-Ionen auf maximal 12 MeV beschleunigt werden und den ^{13}C-Kern bis zu einer Energie von 15,583 MeV anregen.

Vom rein energetischen Standpunkt aus könnten die Eingangskanäle d + ^{10}B und ^{6}Li + ^{10}B die erste Reaktionsstufe darstellen. Entscheidend ist jedoch, ob die jeweiligen Zustände in den neutronenemittierenden Kernen mit hinreichend großem Wirkungsquerschnitt bevölkert werden. Dazu muß für die Reaktion d + ^{10}B → ^{3}He + ^{9}Be*(3,058) nach dem Schalenmodell ein Proton aus der $p_{3/2}$ - Schale im ^{10}B-Kern herausgelöst und an das Deuteron zu ^{3}He angelagert werden. Befände sich das ungepaarte Neutron des resultierenden ^{9}Be-Kerns

von vornerein in der dem 3,058-MeV-Zustand entsprechenden $d_{5/2}$ - Schale, so wäre eine gute Ausbeute zu erwarten. In Wirklichkeit liegt das Neutron auf der $p_{3/2}$ - Schale. Das heißt, neben dem Herauslösen des Protons ist noch eine Umordnung der Kernstruktur im ^{9}Be notwendig, und die gleichzeitige Erfüllung dieser beiden Bedingungen sollte gerade bei so niederen Energien, wie sie die Proximity-Kinematik erfordert, nur schwer zu bewerkstelligen sein. Da war es nicht überraschend, daß ein sicherheitshalber dennoch durchgeführtes Vorexperiment keine Hinweise auf die Anregung des 3,058-MeV-Zustands enthielt.

Bezüglich der Reaktion $^{6}Li + ^{10}B \rightarrow ^{3}He + ^{13}C^{*}$ ist hinsichtlich einer definierten Kinematik auch zu fordern, daß möglichst nur ein Niveau selektiv im ^{13}C-Kern bevölkert wird. Nachdem hierzu durchgeführte Experimente keine derart selektive Anregung erkennen ließen, werde diskutiert, ob die vier Kerne ^{7}Li, ^{9}Be, ^{13}C und ^{17}O durch inelastische Streuung von ^{3}He-Geschoßkernen angeregt werden können. Die für zweifach positiv geladene ^{3}He-Ionen maximal vom Beschleuniger zur Verfügung gestellte Einschußenergie von 12 MeV könnte einige geeignete Niveaus in den vier Kernen bevölkern. Hinsichtlich möglichst kleiner Massen wäre zunächst der ^{7}Li-Kern zu bevorzugen. Denn je leichter die Kerne sind, desto geringer sind die Möglichkeiten des Systems, in für das Proximity-Problem uninteressante Reaktionskanäle auszuweichen. Bedenkt man aber, daß die 0,216 MeV Zerfallsenergie des ^{7}Li-Kerns beträchtlich unter dem Wert von 1,393 MeV liegt, der beim Zerfall des 3,058-MeV-Zustandes in ^{9}Be freigesetzt wird, so ist letzterem Priorität einzuräumen. Die größere Zerfallsenergie des ^{9}Be-Kerns erlaubt es, zur Erhöhung des Phasenraumfaktors mehr Energie in die Relativbewegung des Ausgangskanals der ersten Reaktionsstufe zu stecken, ohne daß der am ^{9}Be inelastisch gestreute ^{3}He-Kern dem hinterhereilendem Neutron davonfliegt. Da der Phasenraumfaktor

$$PF = \frac{m\sqrt{2m}}{h^3}\sqrt{E} \qquad (1.1)$$

mit steigender Energie zunimmt (Mes62), trägt er gemäß

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega} = \frac{2\pi}{\hbar v_a}|T_{ab}|^2 PF \qquad (1.2)$$

erhöhend zum Wirkungsquerschnitt $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega}$ bei. Dabei ist v_a die Relativgeschwindigkeit des Eingangskanals und T_{ab} das Übergangsmatrixelement in den Ausgangskanal $|b>$.

Bevor über die endgültige Eignung des Systems ^{9}Be(^{3}He,^{3}He') ^{9}Be*(3,058) zur Darstellung der ersten Reaktionsstufe entschieden werden kann, sind noch Energie- und Winkelabhängigkeit seines differentiellen Wirkungsquerschnitts zu untersuchen. Dazu wurden ^{3}He-Kerne beschleunigt und auf ^{9}Be-Targets geschossen. Wegen der zahlreichen Ausgangskanäle, zum Beispiel ein intensives Energiekontinuum an α-Teilchen, mußte versucht werden, die ^{3}He-Kerne mit ΔE/E-Teleskopen zu identifizieren. Die Messungen wurden im Einschußenergiebereich von 5,5 MeV bis 9,28 MeV unter Vorwärtswinkeln durchgeführt. Die Gesichtspunkte, nach denen Energie und Winkel ausgewählt wurden, werden in Abschnitt 3 erläutert. Ein typisches Beispiel zur Teilchenidentifizierung ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

Zur Auswertung werden die Ereignisse auf der ^{3}He-Bande aufaddiert und die Summe über der Energie des E-Detektors aufgetragen (Abb. 1.2). Bei der Energie von 2,2 MeV tritt eine Überhöhung auf, die kinematisch genau dem gesuchten 3,058-MeV-Zustand in ^{9}Be zugeordnet werden muß. Bei 2,9 MeV sieht man den 2,429-MeV-Zustand. Der Untergrund enthält ^{3}He-Ereignisse, die aus Dreiteilchen-Prozessen stammen und zu der Dreiteilchen-Kante bei 3,7 MeV führen, und α-Teilchen, da das beschränkte Auflösungsvermögen des "dünnen" ΔE-Detektors mit einer Dicke von nur 7,0 µm keine vollständige

Trennung der beiden Helium-Banden erlaubte. Bei Verwendung eines "dickeren" ΔE-Detektors wären die dem 3,058-MeV-Zustand entsprechenden ^{3}He-Kerne im ΔE-Detektor zu stark abgebremst worden.

In Tabelle 1.1 sind die hier gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die untersuchten Energien und Winkel zusammengefaßt. Bei Energien unterhalb 6,2 MeV zeigten die Experimente keine signifikanten Hinweise auf die Anregung des 3,058-MeV-Zustandes. Oberhalb von 6,2 MeV steigt der Wirkungsquerschnitt auf Werte um etwa 0,5 mb/sr an. Nach der Abschätzung in Abschnitt 3.4 sollten Wirkungsquerschnitte dieser Größenordnung für die erste Reaktionsstufe ausreichen, um in einer Meßzeit von einigen Tagen genügend viele Proximity-Ereignisse zu registrieren. Sie kämen nach folgenden Reaktionsgleichungen zustande:

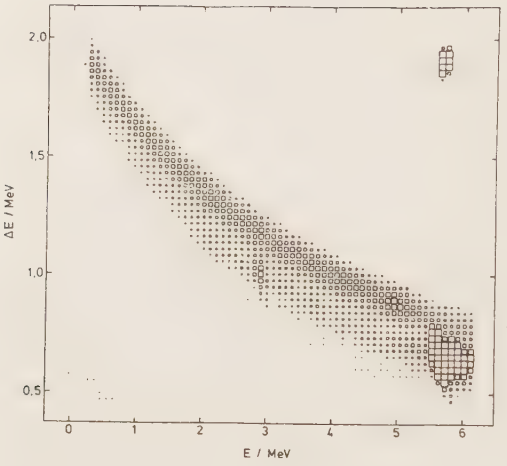
$$^3\mathrm{He} + {}^9\mathrm{Be} \rightarrow {}^3\mathrm{He} + {}^9\mathrm{Be}^* - 3{,}058\ \mathrm{MeV},\ 1.\ \text{Reaktionsstufe}$$

$$^9\mathrm{Be}^* \rightarrow n + {}^8\mathrm{Be} + 1{,}393\ \mathrm{MeV},\ 2.\ \text{Reaktionsstufe}$$

$$n + {}^3\mathrm{He} \rightarrow {}^1\mathrm{H} + {}^3\mathrm{H} + 0{,}764\ \mathrm{MeV},\ \text{Proximity-Reaktion}$$

$$\overline{^3\mathrm{He} + {}^9\mathrm{Be} \rightarrow {}^1\mathrm{H} + {}^3\mathrm{H} + {}^8\mathrm{Be} - 0{,}901\ \mathrm{MeV},\ \text{3-Teilchen-Reaktion}}$$

Der ^{3}He-Geschoßkern wird am ^{9}Be-Targetkern inelastisch gestreut. Emittiert dann der angeregte ^{9}Be-Kern das Neutron in die entsprechende Richtung, so holt es den ^{3}He-Kern im Flug ein, und beide wandeln sich in der Proximity-Reaktion in je ein Proton und ein Triton um. Damit führt der Eingangskanal ^{3}He + ^{9}Be zum Dreiteilchen-Ausgangskanal ^{1}H + ^{3}H + ^{8}Be. Zwar zerfällt der ^{8}Be-Kern noch in zwei α-Teilchen. Da sich seine Lebensdauer ($\tau \sim 10^{-16}$ s) um 5 Größenordnungen von den Zeiten (10^{-21} s) unterscheidet, worin sich die drei Reaktionsschritte abspielen, ist dieser Zerfall nicht weiter von Bedeutung.



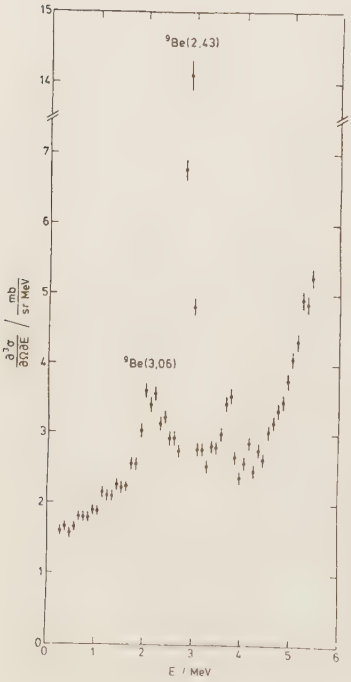


Abb. 1.2:

Teilchenidentifizierungsspektrum und Summation seiner ^{3}He-Ereignisse zur Verifizierung der 1. Reaktionsstufe $^3He + {}^9Be \rightarrow {}^3He' + {}^9Be^*(3,06)$

^{3}He-Laborenergie $E_o = 7,08$ MeV

^{3}He'- Schwerpunktwinkel $\alpha = 50^o$

$\frac{\partial^2\sigma}{\partial\Omega}/\frac{mb}{sr}$	$\alpha/^o$	38	40	45	50	52	59	73
E_o/MeV								
9,28			0,98	0,87				
8,98			0,95	1,08	0,88			
7,98								
7,08		0,78		0,67	0,50	0,48	0,56	
6,98		0,60		0,53		0,59	0,47	0,36
6,88		0,60		0,56		0,51	0,39	0,25
6,78				0,33			0,45	
6,68				0,48				
6,57				0,59				
6,47				0,44				
6,37				0,43	0,29			
6,22		0,55						

Tabelle 1.1:

Differentieller Laborwirkungsquerschnitt $\partial^2\sigma/\partial\Omega$ für die 1. Reaktionsstufe $^3He + {}^9Be \rightarrow {}^3He' + {}^9Be^*(3,058)$ in Abhängigkeit von ^{3}He-Laboreinschußenergie E_o und ^{3}He'-Schwerpunktwinkel α. Wegen des Überlappens der ^{3}He-Bande mit der ^{4}He-Bande in Abbildung 1.2 liegt der Fehler für $\partial^2\sigma/\partial\Omega$ relativ gesehen bei etwa 0,1 mb/sr. Absolut betrachtet ist die Genauigkeit wegen der Targetdickenunsicherheit nur etwa 30%. Die Einschußenergie liegt auf 0,01 MeV, der Schwerpunktwinkel auf 1^o fest.

2. KONKURRENZ-REAKTIONEN

Neben der Proximity-Reaktion als Prozeß zweiter Ordnung gibt es noch drei konkurrierende Prozesse 1. Ordnung, die ebenfalls im Dreiteilchen-Ausgangskanal $^{1}H + ^{3}H + ^{8}Be$ enden. Setzt man jeweils zwei der drei Teilchen zu einem neuen System zusammen, so entstehen die Kerne ^{4}He, ^{9}B bzw. ^{11}B. Ihre Zustände können in Verbindung mit dem dritten Teilchen intermediär bevölkert werden und dann in die beiden übrigen Ausgangskanalteilchen zerfallen.

$$^{3}He + ^{9}Be \rightarrow {}^{4}He^{*} + {}^{8}Be$$
$$\underline{{}^{4}He^{*} \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H} \quad \text{, Stufenzerfall über } {}^{4}He$$
$$^{3}He + ^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$$

$$^{3}He + ^{9}Be \rightarrow {}^{3}H + {}^{9}B^{*}$$
$$\underline{{}^{9}B^{*} \rightarrow {}^{1}H + {}^{8}Be} \quad \text{, Stufenzerfall über } {}^{9}B$$
$$^{3}He + ^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$$

$$^{3}He + ^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{11}B^{*}$$
$$\underline{{}^{11}B^{*} \rightarrow {}^{3}H + {}^{8}Be} \quad \text{, Stufenzerfall über } {}^{11}B$$
$$^{3}He + ^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$$

3. KINEMATIK

3.1 Kinematik des Proximity-Mechanismus'

Zur Diskussion der Kinematik bieten sich zwei Wege an. Einmal läßt sich ihre Abhängigkeit von Einschußenergie und den Flugwinkeln der Protonen und Tritonen im Laborsystem, den sogenannten "äußeren" Winkeln untersuchen. Die Komplexität der mathematischen Ausdrücke und die Mannigfaltigkeit der drei Parameter machen es schwer, diese richtig zu wählen. Ersetzt man aber die "äußeren" Winkel durch zwei neue Winkel, die sogenannten "inneren" Winkel, so wird sich herausstellen, daß der Proximity-Mechanismus zumindest von den Konkurrenzmechanismen über ^{9}B und ^{11}B schon durch Variation nur eines Parameters unterschieden werden kann. Ehe der mathematische Formalismus der für koplanare Geometrie (zweidimensional) und in nicht-relativistischer Näherung mit Hilfe der Abbildung 3.1 erläutert wird, sei noch kurz auf die Nomenklatur der in den arithmetischen Ausdrücken verwendeten Bezeichnungen eingegangen.

Kinetische Energien, Geschwindigkeiten und Winkel werden im Laborsystem mit großen und im Gesamt-Schwerpunktsystem mit kleinen Buchstaben bezeichnet. Der Bezug zum Teilchen i mit der in atomaren Masseneinheiten gemessenen Masse m_i erfolgt über den Index i. Betrachtet man die relative Bewegung des Teilchens i zum Teilchen j bzw. die Bewegung ihres gemeinsamen Schwerpunktes, so werden die Indizes i und j durch ein Minuszeichen (i-j) bzw. durch ein Pluszeichen (i+j) voneinander getrennt. Neben dem Labor- und Gesamt-Schwerpunktsystem werden noch weitere Bezugssysteme auftreten. Sie erfordern die Einführung eines weiteren Index'. Er wird mit einem Minuszeichen an den Teilchenindex i angehängt, um aus-

zudrücken, daß es sich bei einer Bewegung bezüglich eines Bezugssystems ebenfalls um eine Relativbewegung handelt.

Die Symbole in den arithmetischen Ausdrücken stehen stellvertretend für beliebige Teilchenmassen, Energien, Geschwindigkeiten und so weiter. Ihr aktueller Bezug auf die hier untersuchte Kernreaktion wird in Klammern wiedergegeben.

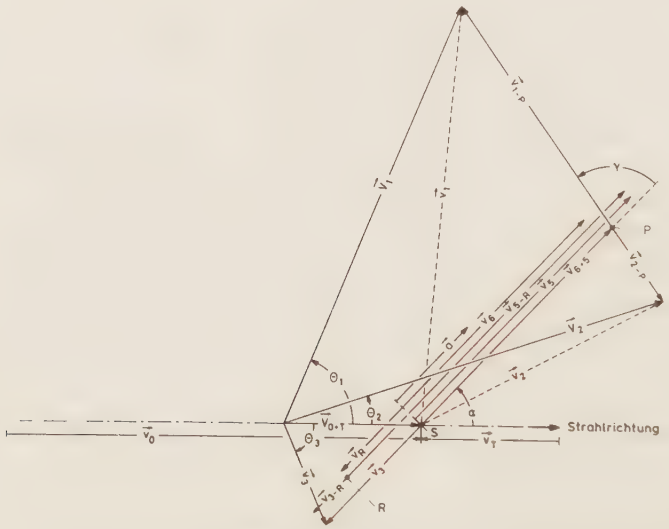


Abb. 3.1: Kinematische Beziehungen zwischen Gesamt-Schwerpunktsystem (S), Schwerpunktsystem des R-Kerns (R), Proximity-Schwerpunktsystem (P) und Laborsystem, sowie zwischen den "inneren" und "äußeren" Winkeln

Im Gesamt-Schwerpunktsystem fliegen der Geschoßkern O (^{3}He) und der Targetkern T (^{9}Be) mit den Geschwindigkeiten $\vec{v}_O$ und $\vec{v}_T$ aufeinander zu. Die erste Reaktionsstufe führt zu dem Teilchenpaar 6 (^{3}He) und R (^{9}Be*(3,058)), dessen Verbindungsgerade zur Strahlrichtung um den gegen den Uhrzeigersinn positiv

orientierten ersten "inneren" Winkel α geneigt ist. Dieser Winkel entspricht genau dem Emissionswinkel von Teilchen 6 (^{3}He) im Gesamt-Schwerpunktsystem. Die Relativenergie $e_{6\text{-}R}$ ($e_{^3\text{He} - ^9\text{Be}^*(3{,}058)}$) setzt sich additiv aus der ins Gesamt-Schwerpunktsystem transformierten Einschußenergie E_O und dem um die Anregungsenergie E_X des R-Kerns (3,058 MeV) verminderten Q_I-Wert (0 MeV) zusammen:

$$e_{6\text{-}R} = \frac{m_T}{m_O+m_T} E_O + Q_I - E_X \ . \qquad (3.1)$$

Die Relativenergie verteilt sich nach dem Impulssatz auf die Teilchen 6 und R und erteilt ihnen folgende Geschwindigkeiten im Gesamt-Schwerpunktsystem:

$$\vec{v}_6 = \sqrt{2 \frac{m_R/m_6}{m_O+m_T} e_{6\text{-}R}} \ \vec{a} \ , \qquad (3.2)$$

$$\vec{v}_R = -\sqrt{2 \frac{m_6/m_R}{m_O+m_T} e_{6\text{-}R}} \ \vec{a} \ . \qquad (3.3)$$

Dabei ist $\vec{a}$ ein in die Flugrichtung des Teilchens 6 weisender Einheitsvektor, und das Minuszeichen im Ausdruck für $\vec{v}_R$ bedeutet, daß Teilchen R diametral zu Teilchen 6 wegfliegt.

Beim Zerfall von R verteilt sich die freigesetzte Reaktionsenergie Q_{II} (1,393 MeV) auf die Zerfallsprodukte 5 (Neutron) und 3 (^{8}Be). Ihre Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem des Teilchens R lauten:

$$|\vec{v}_{5\text{-}R}| = \sqrt{2 \frac{m_3}{m_5 \ m_R} Q_{II}} \ , \qquad (3.4)$$

$$|\vec{v}_{3-R}| = \sqrt{2 \frac{m_5}{m_3 m_R} Q_{II}} \quad . \tag{3.5}$$

Sie addieren sich mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_R$ des R-Kerns zu den Geschwindigkeiten $\vec{v}_5$ und $\vec{v}_3$ im Gesamt-Schwerpunktsystem. Für die Proximity-Kinematik ist gerade der Fall von Interesse, wenn Teilchen 5 genau hinter Teilchen 6 herfliegt:

$$\vec{v}_5 = \vec{v}_R + |\vec{v}_{5-R}| \, \vec{a} \quad , \tag{3.6}$$

$$\vec{v}_3 = \vec{v}_R - |\vec{v}_{3-R}| \, \vec{a} \quad . \tag{3.7}$$

Teilchen 6 und 5 besitzen einen gemeinsamen Schwerpunkt, der sich im Gesamt-Schwerpunktsystem mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{6+5}$ diametral zu Teilchen 3 fortbewegt:

$$\vec{v}_{6+5} = \frac{m_6 \vec{v}_6 + m_5 \vec{v}_5}{m_6 + m_5} \quad . \tag{3.8}$$

Teilchen 5 kann Teilchen 6 nur dann einholen und die Proximity-Reaktion auslösen, solange im Gesamt-Schwerpunktsystem seine Geschwindigkeit diejenige des Teilchens 6 übertrifft:

$$|\vec{v}_5| > |\vec{v}_6| \quad . \tag{3.9}$$

Diese Bedingung ist nur dann erfüllt, solange die Einschußenergie eine obere Grenze E_{Om} nicht überschreitet. Aus (3.9), (3.6), (3.2) und (3.1) folgt:

$$E_O < E_{Om} = \frac{m_3 m_6}{m_5 m_T} Q_{II} - \frac{m_O + m_T}{m_T} (Q_I - E_X) \quad . \tag{3.10}$$

Die Relativenergie zwischen den Teilchen 6 und 5 ist gegeben durch

$$e_{6-5} = \frac{1}{2} \frac{m_6 \cdot m_5}{m_6+m_5} |\vec{v}_6 - \vec{v}_5|^2 \quad . \tag{3.11}$$

Sie vergrößert sich um den Q_{III}-Wert (0,764 MeV) der Proximity-Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ zur Relativenergie e_{1-2} ihres Ausgangskanals,

$$e_{1-2} = e_{6-5} + Q_{III} \quad , \tag{3.12}$$

und führt dann auf folgende Ausdrücke für die auf das Proximity-Schwerpunktsystem (Index P) bezogenen Teilchengeschwindigkeiten $|\vec{v}_{1-P}|$ (^1H) und $|\vec{v}_{2-P}|$ (^3H):

$$|\vec{v}_{1-P}| = \sqrt{2 \frac{m_2/m_1}{m_1+m_2} (e_{6-5} + Q_{III})} \quad , \tag{3.13}$$

$$|\vec{v}_{2-P}| = \sqrt{2 \frac{m_1/m_2}{m_1+m_2} (e_{6-5} + Q_{III})} \quad . \tag{3.14}$$

Teilchen 1 und 2 fliegen im Proximity-Schwerpunktsystem diametral auseinander. Die Flugrichtung wird durch den zweiten "inneren" Winkel, dem zur Flugrichtung des Schwerpunktes der Teilchen 6 und 5 gemessenen Stufenwinkel γ, beschrieben. Seine positive Orientierung läuft ebenfalls gegen den Uhrzeigersinn.

Die Geschwindigkeiten $\vec{v}_{1-P}$ und $\vec{v}_{2-P}$ der Teilchen 1 und 2 im Proximity-Schwerpunktsystem addieren sich mit dessen Geschwindigkeit $\vec{v}_{6+5}$ zu den Geschwindigkeiten $\vec{v}_1$ und $\vec{v}_2$ im Gesamt-Schwerpunktsystem:

$$|\vec{v}_1| = \sqrt{|\vec{v}_{1-P}|^2 + |\vec{v}_{6+5}|^2 + 2 |\vec{v}_{1-P}| |\vec{v}_{6+5}| \cos \gamma} \quad , \tag{3.15}$$

$$|\vec{v}_2| = \sqrt{|\vec{v}_{2-P}|^2 + |\vec{v}_{6+5}|^2 - 2\,|\vec{v}_{2-P}|\;|\vec{v}_{6+5}|\cos\gamma}\;. \qquad (3.16)$$

Die Transformation ins Laborsystem erfolgt über die Schwerpunktgeschwindigkeit

$$|\vec{V}_{O+T}| = \frac{\sqrt{2\,m_O\,E_O}}{m_O+m_T} \qquad (3.17)$$

und die gegen den Uhrzeigersinn positiven orientierten Winkel ϑ_1, ϑ_2 und ϑ_3, unter denen die Geschwindigkeitsvektoren $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ und $\vec{v}_3$ im Gesamt-Schwerpunktsystem gegen die Strahlrichtung geneigt sind,

$$\vartheta_1 = \alpha \pm \arccos\frac{|\vec{v}_{6+5}| + |\vec{v}_{1-P}|\cos\gamma}{|\vec{v}_1|}\;, \quad \begin{matrix}+\text{ für } 0 \le \gamma \le \pi \\ -\text{ für } -\pi < \gamma < 0\end{matrix} \qquad (3.18)$$

$$\vartheta_2 = \alpha \mp \arccos\frac{|\vec{v}_{6+5}| - |\vec{v}_{2-P}|\cos\gamma}{|\vec{v}_2|}\;, \quad \begin{matrix}-\text{ für } 0 \le \gamma \le \pi \\ +\text{ für } -\pi < \gamma < 0\end{matrix} \qquad (3.19)$$

$$\vartheta_3 = \alpha - \pi\;, \qquad (3.20)$$

und führt zu folgenden Energien und Flugwinkeln der Teilchen 1, 2 und 3:

$$E_1 = \frac{m_1}{2}\left(|\vec{V}_{O+T}|^2 + |\vec{v}_1|^2 + 2\,|\vec{V}_{O+T}|\;|\vec{v}_1|\cos\vartheta_1\right), \qquad (3.21)$$

$$\Theta_1 = \pm\arccos\frac{|\vec{V}_{O+T}| + |\vec{v}_1|\cos\vartheta_1}{\sqrt{2\,E_1/m_1}}\;, \qquad (3.22)$$

$$E_2 = \frac{m_2}{2} \left(|\vec{v}_{O+T}|^2 + |\vec{v}_2|^2 + 2\, |\vec{v}_{O+T}|\, |\vec{v}_2| \cos \vartheta_2 \right) , \tag{3.23}$$

$$\Theta_2 = \pm \arccos \frac{|\vec{v}_{O+T}| + |\vec{v}_2| \cos \vartheta_2}{\sqrt{2\, E_2/m_2}} , \tag{3.24}$$

$$E_3 = \frac{m_3}{2} \left(|\vec{v}_{O+T}|^2 + |\vec{v}_3|^2 + 2\, |\vec{v}_{O+T}|\, |\vec{v}_3| \cos \vartheta_3 \right) , \tag{3.25}$$

$$\Theta_3 = \pm \arccos \frac{|\vec{v}_{O+T}| + |\vec{v}_3| \cos \vartheta_3}{\sqrt{2\, E_3/m_3}} . \tag{3.26}$$

Das Vorzeichen der arc-Funktionen von den auf die Strahlrichtung bezogenen, gegen den Uhrzeigersinn positiv orientierten Laborwinkeln Θ_i (i=1,2,3) ist positiv, wenn $0 \leq \vartheta_i \leq \pi$ und negativ für $-\pi < \vartheta_i < 0$.

Während die Energien und Flugwinkel der Proximity-Reaktionsprodukte 1 (^{1}H) und 2 (^{3}H) durch die Einschußenergie und die beiden "inneren" Winkel α und γ festgelegt werden, reduziert sich die Abhängigkeit für das dritte Teilchen (^{8}Be) neben der Einschußenergie auf nur einen "inneren" Winkel, nämlich α.

Das Energiewertepaar E_1/E_2 wird in der zugeordneten Energieebene durch einen Punkt repräsentiert. Er liegt auf der durch Einschußenergie E_0 und Winkel Θ_1 und Θ_2 vorgegebenen kinematischen Kurve für die Dreiteilchenreaktion

$$O + T \rightarrow 1 + 2 + 3 + Q ,$$

das heißt,

$$^3\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^1\text{H} + {}^3\text{H} + {}^8\text{Be} - 0{,}901\ \text{MeV} .$$

Der Zusammenhang zwischen E_1' und E_2' längs der kinematischen Kurve wird durch folgende Gleichung vermittelt. Mit der Abkürzung

$$A = \frac{\sqrt{m_0 E_0}\cos\Theta_2 - \sqrt{m_1 E_1'}\cos(\Theta_1-\Theta_2)}{m_2+m_3}$$

gilt:

(3.27)

$$E_2' = m_2 \cdot \left[A \pm \sqrt{\frac{m_3 Q - (m_0-m_3) E_0 - (m_1+m_3) E_1' + 2\sqrt{m_0 E_0 m_1 E_1'}\cos\Theta_1}{(m_2+m_3) m_2} + A^2} \right]^2 .$$

Gemäß dem alternierenden Vorzeichen des Wurzelausdrucks in (3.27) gibt es bei positivem Radikant zwei reelle Lösungen für die Energie E_2'. Setzt aber das Minuszeichen den zu quadrierenden Klammerausdruck kleiner Null, so besitzt nur die Lösung mit positivem Vorzeichen physikalische Gültigkeit.

Die drei Teilchen 1, 2 und 3 bewegen sich im Gesamt-Schwerpunktsystem mit den Geschwindigkeiten $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ und $\vec{v}_3$. Durch vektorielle Subtraktion je zweier Geschwindigkeiten ermitteln sich die Beträge der Relativgeschwindigkeiten $\vec{v}_{1-2}$, $\vec{v}_{1-3}$ und $\vec{v}_{2-3}$ für die Teilchenpaare 1 + 2, 1 + 3 bzw. 2 + 3:

$$|\vec{v}_{1-2}|\ (E_0) = |\vec{v}_{1-p}| + |\vec{v}_{2-p}| \ , \tag{3.28}$$

$$|\vec{v}_{1-3}|\ (E_0,\gamma) = \sqrt{|\vec{v}_{1-p}|^2 + |\vec{v}_{6+5}-\vec{v}_3|^2 + 2\,|\vec{v}_{1-p}|\ |\vec{v}_{6+5}-\vec{v}_3|\cos\gamma} \ , \tag{3.29}$$

$$|\vec{v}_{2-3}|\ (E_0,\gamma) = \sqrt{|\vec{v}_{2-p}|^2 + |\vec{v}_{6+5}-\vec{v}_3|^2 - 2\,|\vec{v}_{2-p}|\ |\vec{v}_{6+5}-\vec{v}_3|\cos\gamma} \ . \tag{3.30}$$

Die Relativgeschwindigkeit zwischen den Proximity-Reaktionspro-

dukten 1 und 2 hängt nur von der Einschußenergie E_0 ab. Für die Relativbewegung bezüglich des dritten Teilchens fügt sich noch die Abhängigkeit vom Stufenwinkel γ hinzu. Dagegen übt der "innere" Winkel α keinen Einfluß auf die drei Relativgeschwindigkeiten aus.

3.2 Kinematische Unterscheidung zwischen Proximity-Mechanismus und Konkurrenz-Mechanismen

Die Relativgeschwindigkeiten zwischen den drei Teilchen ^1H, ^3H und ^8Be sind genau die entscheidenden kinematischen Größen, die es erlauben, den Proximity-Mechanismus von den drei Konkurrenz-Mechanismen über intermediäre Zustände in ^4He, ^9B und ^{11}B zu unterscheiden. Während beim Proximity-Mechanismus die Relativgeschwindigkeiten durch Variation von Einschußenergie und Winkel verändert werden können, legen die Konkurrenz-Mechanismen die Relativgeschwindigkeiten von vornherein fest; sie bestimmen sich aus dem Q-Wert des Zerfalls der intermediären Zustände in jeweils zwei der drei Ausgangskanalteilchen. Zur Verdeutlichung der Zusammenhänge sind in Abbildung 3.2 die energetischen Beziehungen sämtlicher Reaktionsstufen sowohl für den Proximity-Mechanismus als auch für die drei Konkurrenz-Mechanismen im kinematisch relevanten Bereich dargestellt.

Der Eingangskanal ^3He + ^9Be wird gemäß der eingezeichneten E_Q-Skala je nach gewählter Einschußenergie angehoben. Die Skala ist durch Transformation ins Gesamt-Schwerpunktsystem im Verhältnis $m_{^9Be}/(m_{^3He} + m_{^9Be})$ auf 75% ihrer ursprünglichen Länge gestaucht worden. Sie endet bei 7,792 MeV. Nach Gleichung (3.10) ist bei höheren Einschußenergiewerten die Proximity-Reaktion kinematisch nicht mehr auslösbar. Bei kleineren Einschußenergien läuft der Proximity-Mechanismus über

die Niveaus $^{9}Be^{*}(3{,}058) + {}^{3}He$, $^{3}He + n + {}^{8}Be$ und endet im Dreiteilchen-Ausgangskanal $^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$. Letzterem wird die Energie Null zugeordnet. Bei dieser Normierung geben die energetischen Lagen der Anregungszustände in den intermediären Kernen ^{4}He, ^{9}B und ^{11}B direkt die Relativenergien ihrer Zerfallsprodukte an. Beispielsweise stellt sich beim Zerfall des 21,1-MeV-Zustandes in ^{4}He eine Relativenergie von 1,286 MeV zwischen dem Proton und dem Triton ein. Der Zerfall des 2,788-MeV-Zustands in ^{9}B erteilt der Relativbewegung des $^{1}H - {}^{8}Be$ - Paares eine Energie von 2,973 MeV.

Werden jedoch die Protonen und Tritonen über den Proximity-Mechanismus erzeugt, so hängt nach Gleichung (3.28) die Relativgeschwindigkeit und damit die Relativenergie der Proton-Triton-Bewegung nur von der Einschußenergie ab. Eine Winkelabhängigkeit liegt nicht vor, so daß der graphische Verlauf der Proton-Triton-Relativenergie e_{1-2} über der Einschußenergie E_0 direkt mit dem Niveauschema (Abb. 3.2) in Beziehung gesetzt werden kann. Die Relativenergie ist bei $E_0 = 4{,}077$ MeV, dem Schwellenwert zur Anregung des 3,058-MeV-Niveaus in ^{9}Be, am größten (1,693 MeV) und sinkt dann mit steigender Einschußenergie wegen des immer schneller dem Neutron vorauseilenden ^{3}He-Kerns ab. Bei einem E_0-Wert von 7,792 MeV erreicht die Proton-Triton-Relativenergie ihr Minimum von 0,764 MeV (Q_{III}-Wert der Proximity-Reaktion); die Fluggeschwindigkeiten des Neutrons und des ^{3}He-Kerns stimmen überein, und die beiden können sich nicht mehr im Flug einholen. Daher ist der weitere Verlauf der Kurve, der übrigens wieder ansteigt, nicht mehr von physikalischer Bedeutung und gestrichelt gezeichnet.

Aus der Lage des Proton-Triton-Relativenergie-Graphen im Energieniveauschema ist sofort die Forderung ersichtlich, die zur Unterscheidung des Proximity-Mechanismus' vom Konkurrenz-Mechanismus über ^{4}He an die Einschußenergie zu stellen ist. Verlängert man zum Beispiel die 21,1-MeV-Anregungsenergie-

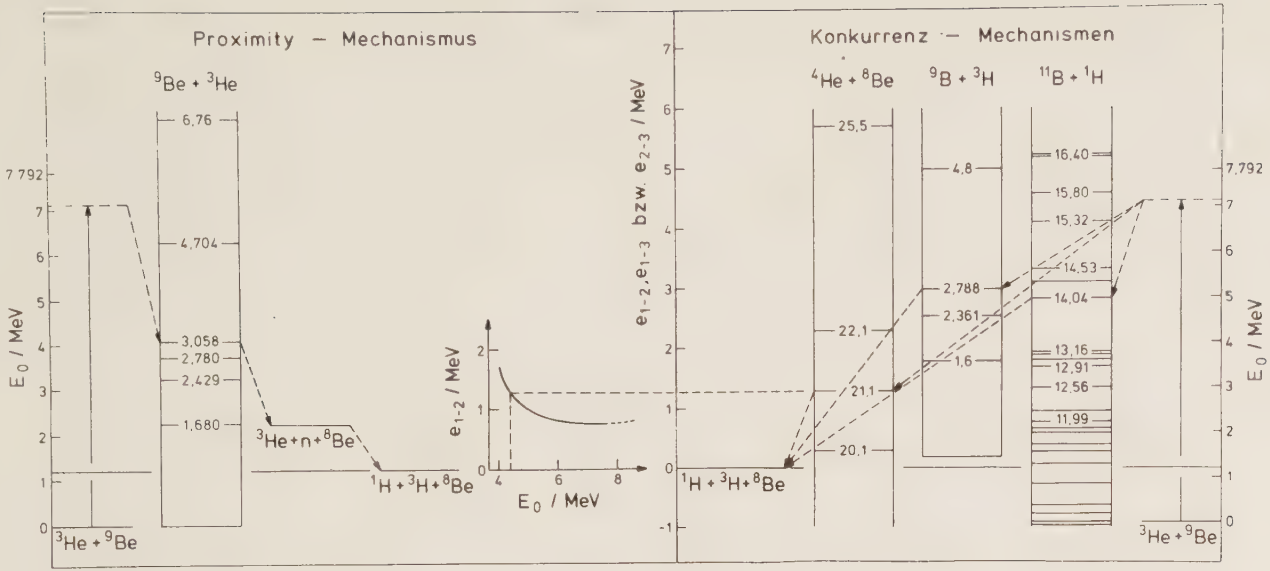


Abb. 3.2:

Energetische Beziehungen für den Proximity-Mechanismus, die drei Konkurrenzmechanismen und ihre Relationen zur ^{3}He-Laboreinschußenergie E_0. Die Zahlen an den Energieniveaus bedeuten die Anregungsenergien der jeweiligen Kerne in MeV. Für E_0 = 7,08 MeV zeigen die gestrichelten Linien jeweils den Reaktionsablauf an. Durch die Normierung des Dreiteilchen-Ausgangskanals ^{1}H + ^{3}H + ^{8}Be auf die Relativenergie Null ist die Lage der Konkurrenz-Niveaus identisch mit der Relativenergie e_{1-2}, e_{1-3} bzw. e_{2-3}, die sich beim Zerfall in den Kanal ^{1}H + ^{3}H, ^{1}H + ^{8}Be bzw. ^{3}H + ^{8}Be einstellt. Am e_{1-2}/E_0-Graphen erkennt man, daß bei E_0 = 4,077 MeV der Proximity-Mechanismus nicht vom ^{4}He-Stufenzerfall zu unterscheiden ist. Niveaudaten nach Ajz74, Ajz75 und Fia73

Niveaulinie des ^{4}He-Kerns nach links, so ergibt sich ein Schnittpunkt mit der Proton-Triton-Relativenergie-Kurve. Der zugehörige Einschußenergiewert von 4,290 MeV erlaubt keine Unterscheidung mehr zwischen den beiden Reaktionsmechanismen. Er sei daher vermieden. Dagegen kann zum Beispiel bei einer Einschußenergie von 7,08 MeV keines der ^{4}He-Niveaus in Konkurrenz treten. Daher seien für diesen Fall an Abbildung 3.3 die kinematischen Beziehungen des Proximity-Mechanismus' zu den Stufenzerfällen über ^{9}B und ^{11}B diskutiert. Die Variabilität des Stufenwinkels γ führt im Proximity-Schwerpunktsystem auf einen "Protonen"- und "Tritonenkreis", an dem die Geschwindigkeitsvektoren $\vec{v}_{1-P}$ und $\vec{v}_{2-P}$ mit ihren Spitzen enden.

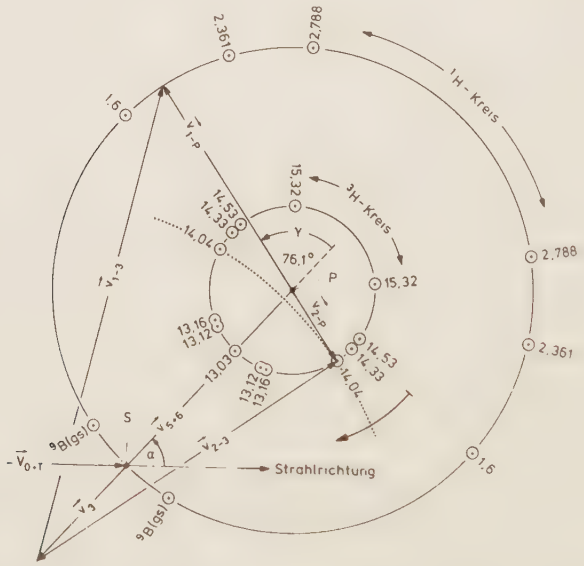


Abb. 3.3: Variation von ^{1}H - ^{8}Be - und ^{3}H - ^{8}Be - Relativgeschwindigkeit ($\vec{v}_{1-3}$ und $\vec{v}_{2-3}$) mit dem Stufenwinkel γ beim Proximity-Mechanismus im Unterschied zu den Stufenzerfällen über die Kerne ^{9}B und ^{11}B. Deren Energieniveaus (Angaben in MeV) schlagen sich auf dem ^{1}H- bzw. ^{3}H-Kreis nieder. Für $\gamma = 76,1^{\circ}$ ist der Proximity-Mechanismus nicht vom ^{11}B-14,04-MeV-Stufenzerfall zu unterscheiden

Beim Zerfall des 14,O4-MeV-Zustandes in ^{11}B liest man in Abbildung 3.2 für die Triton-^{8}Be-Relativbewegung einen Energiewert von 2,816 MeV ab. Trägt man die Relativgeschwindigkeit $\vec{v}_{2-3}$ als Radiusvektor von der Spitze des ^{8}Be-Geschwindigkeitsvektors ab, so schneidet der Kreis den "Tritonenkreis" in zwei Punkten. Somit schlägt sich die große Niveaudichte des ^{11}B-Kerns als dichte Punktfolge auf dem "Tritonenkreis" nieder. In gleicher Weise bilden die Schnittpunkte der Kreise, deren Radien jetzt von der Proton-^{8}Be-Relativgeschwindigkeit $\vec{v}_{1-3}$ bestimmt werden, mit dem "Protonenkreis" das Energieniveauschema von ^{9}B ab. Man sieht sofort, daß zur Unterscheidung des Proximity-Mechanismus' von den Stufenzerfällen über ^{9}B und ^{11}B der Stufenwinkel γ so zu wählen ist, daß weder die Spitze des Proton-Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}_{1-P}$ noch die des Triton-Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}_{2-P}$ in einem der Schnittpunkte enden. Beispielsweise würde bei einem Stufenwinkel von $\gamma = 76,1^{o}$ der Proximity-Mechanismus der Triton-^{8}Be-Relativbewegung dieselbe Energie zuführen wie der Zerfall des 14,O4-MeV-Niveaus in ^{11}B; eine Unterscheidung der beiden Mechanismen wäre nicht mehr möglich.

Die Suche nach einem Stufenwinkel γ, der eine eindeutige Identifikation der Proximity-Reaktion $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$ erlaubt, führt schnell zu der Erkenntnis, daß es einen solchen Stufenwinkel nicht gibt. Die Niveaudichte in ^{11}B ist zu groß, und die Breiten seiner Zustände liegen durchschnittlich bei einigen 100 keV (Ajz75).

Günstiger sieht es vorerst mit dem ^{9}B-Kern aus, dessen Niveauabstände größer sind. Jedoch sieht man auch hier, daß zum Beispiel der 2,788-MeV-Zustand mit seiner Breite von 550 keV weite Teile des "Protonenkreises" abdeckt.

Die kinematischen Beziehungen der Konkurrenz-Reaktionen zur Proximity-Reaktion sind von der Einschußenergie abhängig. Erhöht man jetzt die Einschußenergie gegenüber ihrem bis-

herigen Wert von 7,08 MeV, so wandern die Punkte auf dem "Protonen"- bzw. "Tritonenkreis" in Pfeilrichtung (Abb. 3.3). Das heißt, man klettert im Niveauschema von ^{9}B und ^{11}B nach oben. Während die Dichte der Niveaus im ^{11}B unverändert groß bleibt, nimmt die Niveaudichte in ^{9}B zu. Bedenkt man auch noch den Umstand, daß sich nach Abschnitt 3.4 die Wahrscheinlichkeit zur Auslösung der Proximity-Reaktion drastisch reduziert, kommt eine Erhöhung der Einschußenergie nicht in Frage. Auch ein Absenken der Einschußenergie erweist sich im Hinblick auf die ^{11}B-Niveaudichte nicht von Vorteil; nachteilig wäre die abnehmende Tendenz des Wirkungsquerschnitts für die Anregung des 3,058-MeV-Zustands während der ersten Reaktionsstufe (Abschnitt 1).

Nach dem bisher Gesagten würde man schließen, daß die eindeutige Identifikation der Proximity-Reaktion $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$ unmöglich ist. Es läßt sich nicht vorhersagen, welche Niveaus überhaupt angeregt werden. Dennoch wäre der Fall denkbar, daß sämtliche Niveaus in den Kernen ^{9}B und ^{11}B in etwa gleichstarke Beiträge liefern. Da zudem ihre Breiten mit den Niveauabständen vergleichbar sind, würde die Proton-Triton-Energieebene längs der kinematischen Kurve monoton belegt werden. Sofern dieser Untergrund nicht zu stark ausfällt, könnte man erwarten, daß der Proximity-Mechanismus als Überhöhung sichtbar wird. Dennoch wäre mit der physikalischen Interpretation Vorsicht geboten, denn die gleichförmige Bevölkerung der Konkurrenz-Zustände ist nur die günstigste Annahme. Sobald nämlich einer dieser Zustände überdurchschnittlich stark besetzt wird, entsteht ebenfalls eine Überhöhung auf der kinematischen Kurve. Erst mehrere Experimente, die sich in der Wahl der Flugrichtungen für die Protonen und Tritonen unterscheiden, könnten in der Interpretation des Peaks weiterhelfen. Dabei sind die Winkel genau so zu variieren, daß sich die Überhöhung anhand des Verhaltens der ihr zugeordneten Proton-^{8}Be- und Triton-^{8}Be-Relativenergien näher identifizieren läßt. Während eine konstant bleibende Relativenergie einen Stufenzerfall

über ^{9}B oder ^{11}B repräsentiert, identifiziert ihre Veränderlichkeit die Existenz der Proximity-Reaktion $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$ mit sich entsprechend änderndem Stufenwinkel γ, oder einen Zustand in ^{4}He.

3.3 Experimentelle Randbedingungen für die Kinematik

Die proximity-charakteristische Änderung der Relativenergien ergibt sich aus verschiedenen Werten für den Stufenwinkel γ. Mit der Einschußenergie liegen dann erst zwei der drei notwendigen Parameter fest. Die endgültige Festlegung der Kinematik im Laborsystem erfordert eine Entscheidung über den aufs Gesamt-Schwerpunktsystem bezogenen ^{3}He-Emissionswinkel α. Nach den Gleichungen (3.28 - 3.30) hat er keinen Einfluß auf die Relativenergien, so daß zu seiner Wahl hauptsächlich experimentspezifische Gesichtspunkte ausschlaggebend sind. Zum Beispiel stellt die Anwendung der $\Delta E/E$-Teilchenidentifizierungstechnik Mindestanforderungen an die Energie der zu spektroskopierenden Protonen und Tritonen, und Flugwinkel nahe 0° im Laborsystem scheiden wegen Überlastung der Teilchendetektoren durch Rutherfordstreuung aus.

In Abbildung 3.4 sind die kinematischen Beziehungen veranschaulicht. Das schraffierte Feld erfaßt den möglichst großen Variationsbereich des Stufenwinkels γ. Für den Winkel α kommen die gepunkteten Bereiche I ($50^{\circ} > \alpha > 40^{\circ}$) und II ($-4^{\circ} > \alpha > -25^{\circ}$) in Frage. Eine Protonen-Mindestenergie von etwa 1,2 MeV für $\gamma = 92^{\circ}$ setzt dem ^{3}He-Emissionswinkel α bei rund 50° eine obere Grenze. Für sämtliche durch den schraffierten Bereich dargestellten Stufenwinkel γ zeigt sich folgendes Verhalten hinsichtlich des Winkels α: Bei Abnahme von α wächst die Protonenenergie an. Die Flugwinkel der Protonen und Tritonen im Laborsystem fallen ab. Bei $\alpha = 40^{\circ}$ stößt der

Tritonenflugwinkel auf seine untere zulässige Grenze von etwa 15^{o}. Erst ein sprunghaftes Überwechseln in den Bereich II dreht die Tritonenflugrichtung durch die 0^{o}-Richtung genügend weit weg (-15^{o}) auf die andere Seite des ^{3}He-Strahls. Allerdings erlaubt der dann abnehmende Protonenflugwinkel Θ_1 dem Bereich II keine Winkelwerte $\alpha < -25^{o}$.

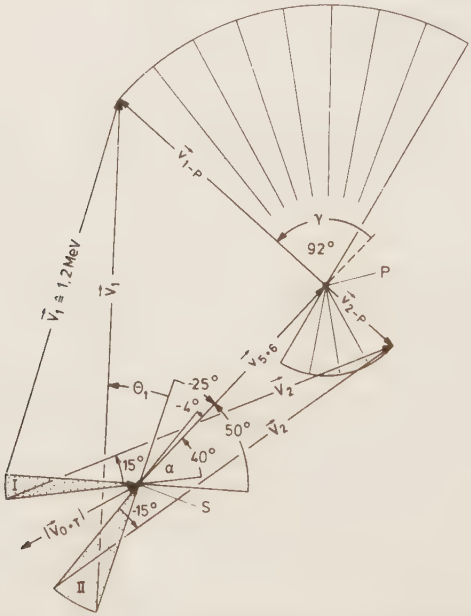


Abb. 3.4: Die experimentiertechnisch möglichen Bereiche für die Winkel α und γ

Die Frage, welche der beiden möglichen Bereiche für den ^{3}He-Emissionswinkel α ausersehen wird, beantwortet sich nach Tabelle 1.1. Sie bricht unterhalb $\alpha = 38^{o}$ ab und macht daher keine Aussagen über die Winkelverteilung im Bereich II. Eine Untersuchung des Bereichs II war wegen der störenden Beiträge durch die elastische Streuung der ^{3}He-Geschoßkerne an im Targetmaterial ^{9}Be als Verunreinigung vorliegende Protonen nicht möglich.

3.4 Klassische Abschätzung des Wirkungsquerschnitts

Nach allen bisher in der Literatur zum Proximity-Problem berichteten Untersuchungen ist zu erwarten, daß der Effekt, sofern überhaupt, dann nur sehr schwach in Erscheinung treten wird. Daher ist es für den Experimentator von großem Interesse, die Meßzeit abzuschätzen, die er brauchen wird, um eine statistisch signifikante Anzahl von Ereignissen zu sammeln. Dazu werde im folgenden versucht, den Wirkungsquerschnitt für die Proximity-Reaktion auf klassischer Basis abzuschätzen.

Nach Abschnitt 3.1 wird die Proximity-Kinematik durch Vorgabe der "inneren" Winkel α und γ festgelegt, und es handelt sich bei dem Wirkungsquerschnitt genau um einen auf die Raumwinkelelemente $d\omega_\alpha$ und $d\omega_\gamma$ bezogenen vierfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt. Es gilt :

$$\frac{\partial^4\sigma}{\partial\omega_\alpha\,\partial\omega_\gamma}\,d\omega_\alpha\,d\omega_\gamma = \left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega}\right)_I\,d\omega_\alpha\,W\,d\omega_\gamma \quad . \tag{3.31}$$

Das Glied $\left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega}\right)_I\,d\omega_\alpha$ beschreibt den Wirkungsquerschnitt für die Anregung des ^{9}Be-Kerns in den 3,058-MeV-Zustand unter der Voraussetzung, daß der ^{3}He-Kern unter dem Winkel α in das Raumwinkelelement $d\omega_\alpha$ gestreut wird. Nach (Ajz 74) emittiert der ^{9}Be-Kern das Neutron zu (fast) 100%. Die Wahrscheinlichkeit $W\,d\omega_\gamma$, mit der das Neutron gerade hinter dem ^{3}He-Kern herfliegt, ist kleiner als 1 und wirkt sich stark reduzierend auf den Wirkungsquerschnitt aus. Bei isotroper Emissionsverteilung des Neutrons gilt:

$$W\,d\omega_\gamma = \frac{(\sigma/4\pi)\,d\omega_\gamma}{4\pi\,D_{P\text{-}R}^2} \quad . \tag{3.32}$$

Der Zähler $(\sigma/4\pi)\, d\omega_\gamma$ reduziert unter Annahme einer isotropen Winkelverteilung den totalen, nach Abbildung 3.5 von der ^{3}He - n - Relativenergie e_{6-5} abhängigen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ auf das Raumwinkelelement $d\omega_\gamma$, in den das Proton emittiert werden muß, um schließlich in seinem Detektor koinzident mit dem Triton nachgewiesen zu werden. Dieser Wirkungsquerschnitt kann als die Fläche eines den ^{3}He-Kern umgebenden Kreisscheibchens gedeutet werden. Vergleicht man sie mit der Fläche einer Kugel vom Radius D_{P-R}, so erkennt man in $W\, d\omega_\gamma$ die Wahrscheinlichkeit, mit der das Neutron den ^{3}He-Kern trifft. Die Größe D_{P-R} gibt die Entfernung des ^{3}He-Kerns zum Zeitpunkt der Proximity-Reaktion vom ^{9}Be-Kern an. Da letzterer dann schon längst zerfallen ist, handelt es sich genauer um die Entfernung des ^{3}He-Kerns vom gemeinsamen Schwerpunkt der Zerfallsprodukte Neutron und ^{8}Be. Insofern ist es naheliegend, zur Berechnung von D_{P-R} die Kinematik im ^{9}Be-System zu betrachten. Da dieses in Ruhe ist, eliminiert man zumindest den rein kinematischen Anteil einer etwaigen Anisotropie in der Neutronenemission.

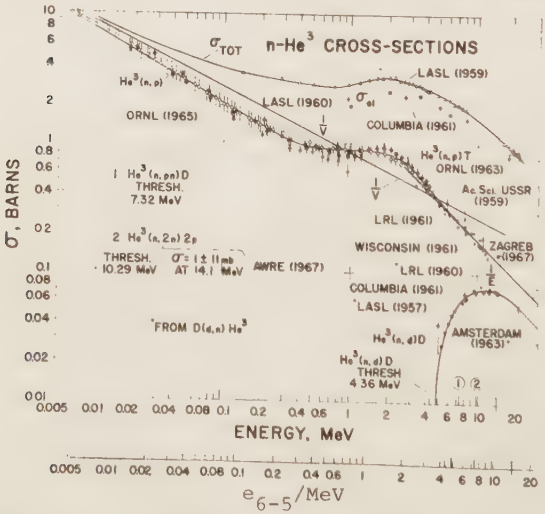


Abb. 3.5: Energieverhalten des ^{3}He(n,p)-Wirkungsquerschnitts nach Pai68. (Für Energien unterhalb 0,005 MeV siehe Ber58)

Während der mittleren Lebensdauer $\tau = 2{,}25 \cdot 10^{-21}$ s des ^{9}Be-Kerns entfernt sich der ^{3}He-Kern mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{6-R}$. Dann wird das Neutron mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{5-R}$ hinterhergeschossen, und es holt, wenn zum Zeitpunkt t_p die Proximity-Reaktion stattfinden möge, nach der Zeitspanne $t_p-\tau$ den ^{3}He-Kern ein. Aus Abbildung 3.6 folgt:

$$|\vec{v}_{6-R}|\ \tau + |\vec{v}_{6-R}|\ (t_p-\tau) = |\vec{v}_{5-R}|\ (t_p-\tau)\ . \qquad (3.33)$$

Die Flugstrecke $|\vec{v}_{5-R}|\ (t_p-\tau)$ ist genau der für die Trefferwahrscheinlichkeit maßgebende Abstand:

$$D_{P-R} = |\vec{v}_{5-R}|\ (t_p-\tau)\ . \qquad (3.34)$$

Nach Elimination von $t_p-\tau$ gilt für D_{P-R}:

$$D_{P-R} = \frac{|\vec{v}_{5-R}| \cdot |\vec{v}_{6-R}|}{|\vec{v}_{5-R}| - |\vec{v}_{6-R}|}\ (t_p-\tau)\ , \qquad (3.35)$$

mit

$$|\vec{v}_{6-R}| = |\vec{v}_6 - \vec{v}_R|\ . \qquad (3.36)$$

In Abbildung 3.7 ist die Trefferwahrscheinlichkeit $W\ d\omega_\gamma$ (Gleichung 3.32) für ein Raumwinkelelement von 10 msr über der Einschußenergie aufgetragen. Obwohl mit zunehmender Einschußenergie die dann abnehmende Relativenergie der ^{3}He-Neutron-Bewegung den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion nach Abbildung 3.5 leicht ansteigen läßt, ist es nicht möglich, den stark reduzierend wirkenden Einfluß des zunehmenden Abstandes zu kompensieren.

Von besonderem Interesse ist die Einschußenergie von

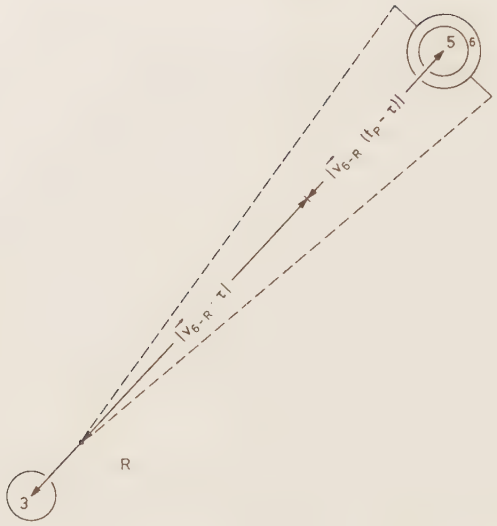


Abb. 3.6: Zur Berechnung des Trefferabstandes D_{P-R} im ^{9}Be-Schwerpunktsystem

7,08 MeV. Nach Abschnitt 1 beträgt bei diesem Wert der differentielle Wirkungsquerschnitt für die erste Reaktionsstufe 0,50 mb/sr. Nach dessen Transformation ins Schwerpunktsystem liefert Gleichung (3.31)

$$\frac{\partial^4 \sigma}{\partial \omega_\alpha \, \partial \omega_\gamma} = 10 \, \frac{nb}{sr^2} \, . \qquad (3.37)$$

Legt man diesem Wirkungsquerschnitt die experimentell gut zu verwirklichenden Raumwinkel von 10 msr, einen $^{3}He^{2+}$-Strom von 120 nA und eine Targetdicke von 100 µg/cm^2 zugrunde, so registriert man rund ein einziges Proximity-Ereignis während fünf Tagen, und innerhalb einer vernünftigen Meßzeit selbst von einigen Tagen wäre keine statistisch signifikante Anhäufung von Proximity-Ereignissen zu erwarten. Berücksichtigt man jedoch den rein klassischen Charakter der Abschätzung, so könnte sie zu pessimistisch sein, zumal es in der Literatur

quantenmechanische Näherungen gibt, die den Beitrag des zweiten Gliedes zur Vielfachstreureihe stärker hervortreten lassen. Schätzungen liegen zwischen 1% und 10%, gemessen am Beitrag des Gliedes erster Ordnung (Ait66 und Pai68). Kacser und Aitchison reden sogar von einem 25%-Effekt (Kac65). Nach Wood liegt der quantenmechanisch berechnete Wirkungsquerschnitt etwa um einen Faktor 1000 über dem klassischen Wert (Woo68). So wäre es durchaus denkbar, daß in einer Meßzeit von einigen Tagen eine statistisch signifikante Anzahl von Proximity-Ereignissen angehäuft werden könnte.

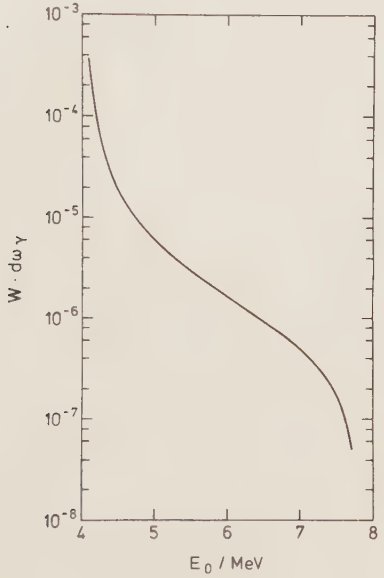


Abb. 3.7: Trefferwahrscheinlichkeit $W \cdot d\omega_\gamma$ zwischen dem Neutron und dem ^{3}He-Kern für ein Raumwinkelelement von $d\omega_\gamma$ = 10 msr über der ^{3}He-Laboreinschußenergie E_0

4. EXPERIMENTE, AUSWERTUNG UND ERGEBNISSE

4.1 Festlegung der Kinematik für die Experimente

Die kinematischen Grundlagen für die Experimente zur Suche nach der Proximity-Reaktion n + ^{3}He → ^{1}H + ^{3}H sind dargelegt worden. Vorgesehen ist, in vier Experimenten bei einer gemeinsamen ^{3}He-Laboreinschußenergie von E_0 = 7,08 MeV unter Konstanthaltung des "inneren" Winkels α den Stufenwinkel γ zu verändern und unter Anwendung der ΔE/E-Teilchenidentifizierungstechnik die kinematische Kurve nach Proton-Triton-Koinzidenzen abzutasten. An sich könnte α ebenfalls innerhalb der Grenzen von Bereich I geändert werden. Jedoch besteht hinsichtlich der Unterscheidung des Proximity-Mechanismus' von den Stufenzerfällen hierzu keine Notwendigkeit und ist im Interesse einer gewissen Systematik auch gar nicht so wünschenswert. In Tabelle 4.1 sind für die Einschußenergie von E_0 = 7,08 MeV die "inneren" Winkel α und γ sowie die Laborwinkel Θ_1 und Θ_2 der Protonen und Tritonen für die vier geplanten Experimente zusammengestellt.

Experiment	$\alpha/^\circ$	$\gamma/^\circ$	$\Theta_1/^\circ$	$\Theta_2/^\circ$
I	45	92	71,2	19,1
II	47	78	67,7	18,5
III	45	44	54,0	17,7
IV	44	13	41,0	22,0

Tabelle 4.1:

Die "inneren" Winkel α und γ sowie die ^{1}H-Laborwinkel Θ_1 und ^{3}H-Laborwinkel Θ_2 für die bei der ^{3}He-Laboreinschußenergie E_0 = 7,08 MeV geplanten Experimente I - IV.
Genauigkeit: E_0: ±0,01 MeV, α,γ: ±1°, Θ_1,Θ_2: ±0,5°

4.2 Beschleuniger, Streukammer, Targets und Detektoren

Die Durchführung der Experimente geschah im Dynamitron-Tandem-Labor der Ruhr-Universität Bochum. Neutrale ^{3}He-Atome wurden im Kontakt mit einer Li-Dampf-Atmosphäre einfach negativ aufgeladen. Längs der ersten Hälfte der Beschleunigungsstrecke des Dynamitron-Tandem-Beschleunigers nahmen die ^{3}He-Anionen bereits ein Drittel ihrer Endenergie auf, um dann nach Umladung in einer Strippergas-Atmosphäre als zweifach positiv geladene Teilchen auf die volle Endenergie beschleunigt zu werden. Ein Analysiermagnet kontrollierte die Teilchenenergie und regelte über eine Schlitzsteuerung die Beschleunigungsspannung entsprechend nach. Ein Schaltmagnet, Steerer und magnetische Quadrupollinsen lenkten bzw. fokussierten die ^{3}He-Ionen auf das ^{9}Be-Target, das im Zentrum einer etwa 43 cm großen Streukammer montiert war.

Die Targets wurden durch Aufdampfen im Bochumer Targetlabor hergestellt. Sie waren freitragend, und ihre Massenbelegung lag zwischen 50 $\mu g/cm^2$ und 100 $\mu g/cm^2$.

Die Proton-Triton-Koinzidenzen wurden mit zwei $\Delta E/E$-Teleskopen 1 und 2, die koplanar auf ein und derselben Seite zur Strahlrichtung angeordnet waren, identifiziert. Bei den E- und ΔE-Detektoren handelt es sich um Oberflächensperrschichtdetektoren, wobei letztere je nach der zu erwartenden Teilchenenergie "dick" oder "dünn" sind. Die Dicke $D_{\Delta E}$ der ΔE-Detektoren, die Durchmesser d der raumwinkeldefinierenden Lochblenden, ihre Abstände a vom Mittelpunkt des ^{9}Be-Targets und die daraus resultierenden Raumwinkel $\Delta\Omega$ sind der Tabelle 4.2 zu entnehmen.

Experiment	$D_{\Delta E_1}$ / µm	d_1 / mm	a_1 / mm	$\Delta\Omega_1$ / msr	$D_{\Delta E_2}$ / µm	d_2 / mm	a_2 / mm	$\Delta\Omega_2$ / msr
I	6,4	4,0	20,0	31,4	20,2	3,0	54,0	2,42
II	17,5	4,0	35,5	10,0	7,0	4,0	75,5	2,20
III	6,4	4,0	30,0	14,0	20,2	3,0	54,0	2,42
IV	17,5	4,0	45,0	6,2	7,0	4,0	63,0	3,17

Tabelle 4.2:

Dicke $D_{\Delta E}$ der ΔE-Detektoren, Durchmesser d und Abstand a der Detektorblenden sowie die Raumwinkel $\Delta\Omega$ für Teleskop 1 (^{1}H) und 2 (^{3}H) in den Experimenten I - IV.
Genauigkeit: d: ±0,05 mm, a: ±0,5 mm, $\Delta\Omega$: ±(3 - 6)%

4.3 Meßelektronik und Datenerfassung

Nach Anlegen einer Spannung mit Hilfe der Detektorversorgungseinheit DVE (Abb. 4.1) sind die Detektoren betriebsbereit. Ihre zur Teilchenenergie E_1, ΔE_1, E_2 und ΔE_2 proportionalen Signale werden nach Integration im Vorverstärker VV im Hauptverstärker HV zu gaußförmigen Impulsen geformt. Der Delay Line Amplifier DLA verzögert das Signal solange, bis entschieden ist, ob im anderen Teleskop gleichfalls ein Ereignis aufgetreten ist. Ist die Koinzidenzbedingung erfüllt, formt der Linear Gate and Stretcher LGS den Impuls in ein gleichhohes Rechtecksignal um, das dann im Analog Digital Converter ADC digitalisiert wird.

Zur Beantwortung der Koinzidenzfrage muß die zeitliche Korrelation zweier Ereignisse in den beiden Teleskopen analysiert werden. Dazu wandelt der Timing Single Channel Analyzer TSCA das sogenannte schnelle bipolare Ausgangssignal des Hauptverstärkers in einen zeitsignifikanten, negativen Impuls

um. Dabei stellte sich heraus, daß die Signale des "dünnen" ΔE-Detektors wegen des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses nicht gut dazu geeignet sind; die Zeitinformation wurde bei allen Experimenten aus den Signalen des E-Detektors abgeleitet. Günstiger verhält sich in dieser Hinsicht der "dicke" ΔE-Detektor: er lieferte zumindest in den Experimenten I und III das Zeitsignal und erlaubte damit auch die Erfassung der im ΔE-Detektor abgebremsten Tritonen. Dieser Umstand wird später bei der Auswertung noch von Bedeutung werden.

Die Zeitsignale der Teleskope 1 und 2 durchlaufen je die Delay-Einheit DELAY und steuern als Start- und Stop-Signal den Time-to-Pulse Height Converter TPC an. Er formt aus der Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen ein ihr proportionales rechteckiges Zeitsignal $\Delta t_{1,2}$. Dazu muß das Stop-Signal so gegen das Start-Signal verzögert sein, daß die echten Koinzidenzen in die Mitte eines im Time-to-Pulse Height Converter gesetzten Zeitfensters fallen. Es erlaubt mit seiner im Vergleich zur Auflösungszeit von etwa 40 ns, die durch Timewalk, Zeitjitter und Laufzeitdifferenzen nach unten begrenzt ist, großen Breite von 200 ns hinterher bei der Auswertung auch Aussagen über den Beitrag zufälliger Koinzidenzen. Jedesmal, wenn die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal innerhalb des Zeitfensters zu liegen kommt, quittiert der Time-to-Pulse Height Converter die positive Beantwortung der Koinzidenzfrage mit einem logischen Rechteckimpuls. Nach Verzweigung auf die Gate-Eingänge der fünf Linear Gate and Stretcher werden die dort anstehenden vier Energiesignale und das Zeitsignal zur Digitalisierung den Analog Digital Convertern zugeleitet.

Jedes Koinzidenzereignis wird durch fünf Parameter mit einer Auflösung von je 1024:1 charakterisiert. Sie werden mit einem PDP-11/PDP-10-Rechnersystem erfaßt und verarbeitet. Ein Listmode-Meßprogramm steuert die Analog Digital Converter und speichert die Daten zunächst im Kernspeicher des PDP-11-Rech-

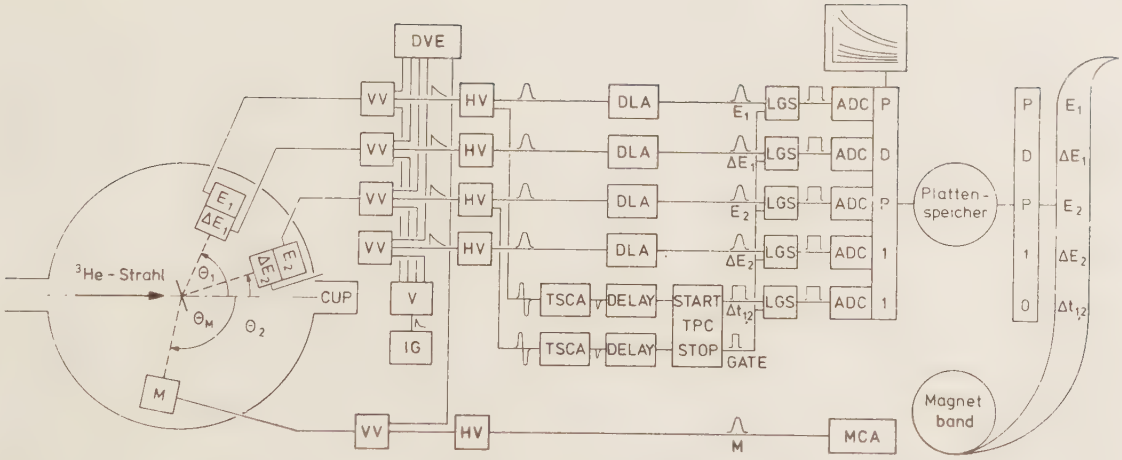


Abb. 4.1: Experimenteller Aufbau für die fünfparametrigen (E_1, ΔE_1, E_2, ΔE_2, $\Delta t_{1,2}$) Listmode-Koinzidenzexperimente:
Streukammer, ^{3}He-Strahl, ^{9}Be-Target, $\Delta E/E$-Teleskope 1 und 2 zur Spektroskopie der Protonen und Tritonen, Meßelektronik, PDP-11/PDP-10-Rechnersystem und Monitor-Detektor ($\Theta_M = -100^o$)

ners ab. Immer dann, wenn sich dort eine bestimmte Datenmenge angesammelt hat, überträgt das Listmode-Meßprogramm die Datenmenge auf den magnetischen Plattenspeicher des PDP-10-Rechners. Ein Datenübertragungsprogramm sorgt schließlich für die endgültige Abspeicherung der Daten auf Magnetband.

An den PDP-11-Rechner ist ein Bildschirm angeschlossen. Auf ihm können bereits während der Experimente die Daten zum Beispiel als $E_1/\Delta E_1$-Teilchenidentifizierungsspektrum oder E_1/E_2-Energieebene dargestellt werden.

Zur Bestimmung des fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $\partial^5\sigma/(\partial\Omega_1\ \partial\Omega_2\ \partial E_1)$ werden die Spektren aus verschiedenen Strahlzeiten aufeinander normiert. Dazu wird das Target mit dem Monitor-Detektor M beobachtet und sein Spektrum im Vielkanalanalysator MCA abgespeichert.

Die kleinen Laborwinkel von Teleskop 2 (Tabelle 4.1) und die großen Raumwinkel (Tabelle 4.2) führten zu einer Belastung der Meßapparatur mit Teilchenraten bis zu etwa 80 kHz. Totzeiteffekte sind die Folge. Zwecks Korrektur bei der Auswertung der Experimente (Abschnitt 4.7) werden mit dem Impulsgenerator IG während der ganzen Experimentierdauer koinzidente Signale in die vier Vorverstärker VV eingespeist.

4.4 Zeitabgleich der Meßelektronik

Die bereits erwähnten Delay-Einheiten DELAY und Delay Line Amplifier DLA haben die Aufgabe, echte Koinzidenzereignisse in die Mitte des im Time-to-Pulse Height Converter TPC gesetzten Zeitfensters zu legen bzw. die Energiesignale solange von den Linear Gate and Stretchern LGS fernzuhalten, bis die Koinzidenzbedingung entschieden ist.

Der Impulsgenerator IG simuliert mit einem positiven Ausgangssignal ein Teilchenereignis. Mit dem Verteiler V wird das Signal auf die vier Vorverstärker der E- und ΔE-Zweige verteilt und in seiner Amplitude den jeweiligen Verstärkungswerten der Hauptverstärker HV angepaßt. Die zeitlichen Beziehungen sämtlicher Energie- und Zeitsignale der so simulierten echten Koinzidenzereignisse können jetzt mit einem Oszillographen beobachtet und mittels der Verzögerungsstufen aufeinander abgeglichen werden.

Der mit dem Impulsgenerator vorgenommene Zeitabgleich wurde unmittelbar vor Beginn des Experimentes nochmals überprüft. Die im ^{9}Be-Target als Verunreinigung vorliegenden Protonen (z. B. Reste von Wasser bei der Targetherstellung) können bei kinematisch aufeinander abgestimmten Winkelstellungen der beiden Teleskope mit den an ihnen gestreuten ^{3}He-Geschoßkernen als echte Koinzidenzen im Zeitspektrum (Abb. 4.2) beobachtet werden.

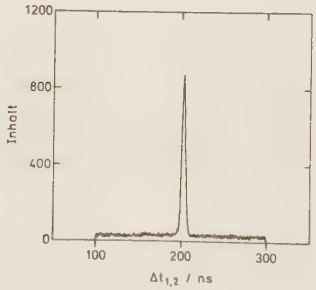


Abb. 4.2: Kontrolle des Zeitabgleichs durch die elastische Streuung $^{3}He + {}^{1}H \rightarrow {}^{3}He + {}^{1}H$

4.5 Darstellung der Meßdaten und Teilchenidentifizierung

Während der pro Experiment durchschnittlich 19 Stunden langen Meßzeiten fielen im Mittel $2 \cdot 10^6$ Ereignisse an. Das entspricht einer Ereignisrate von 29 s^{-1}. Bevor aus dieser großen Datenmenge der kleine Bruchteil ($0{,}5 \cdot 10^{-3}$) echter Proton-Triton-Koinzidenzen herausgesucht werden kann, müssen die Zahlenquintipel zunächst einmal in geeigneter Weise dargestellt werden. Die Größen ΔE_1 und E_1 bzw. ΔE_2 und E_2 ergeben gegeneinander aufgetragen je ein Teilchenidentifizierungsspektrum. E_2 über E_1 führt zu der später noch um die Energieverluste ΔE zu korrigierende Energieebene. Im Zeitspektrum werden die Ereignisse in den Teleskopen 1 und 2 zeitlich einander zugeordnet.

Das Teilchenidentifizierungsspektrum des "dicken" ΔE_1-Detektors (Abb. 4.3) zeigt fünf deutlich voneinander getrennte Banden, die den Teilchensorten ^4He, ^3He, ^3H, ^2H und ^1H entsprechen. Das physikalische Prinzip der Teilchenidentifizierung mittels eines aus einem ΔE- und E-Detektor zusammengesetzten Teleskops beruht auf dem von Kernladungszahl Z und Massenzahl m abhängigen spezifischen Energieverlust dE beim Durchtritt des Teilchens längs der Wegstrecke dX in Materie. Nach Bethe gilt (Fin67):

$$\frac{dE}{dX} = - \frac{4\pi\, e^4\, Z^2\, Z'\, N}{m_e\, V^2} \left(\ln \frac{2\, m_e\, V^2}{\bar{E}_i} - \ln (1-\beta^2) - \beta^2 - C \right) . \quad (4.1)$$

Dabei ist e die Elementarladung, m_e die Elektronenmasse, Z', $\bar{E}_i$ und N Kernladungszahl, mittlere Abtrennarbeit aller Elektronen der Atome bzw. Moleküle der Bremssubstanz und deren Dichte. Die Größe β drückt die Teilchengeschwindigkeit V in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit aus und darf im nichtrelativistischen Fall vernachlässigt werden. C ist eine Konstante. Drückt man die Teilchengeschwindigkeit V durch die Energie E

und Massenzahl m aus, so läßt sich nach Vernachlässigung der relativistischen Glieder und der schwachen logarithmischen Energieabhängigkeit der Energieverlust ΔE im ΔE-Detektor mit der Dicke $D_{\Delta E}$ näherungsweise beschreiben durch

$$\Delta E = K\, m\, Z^2\, \frac{1}{E}\, D_{\Delta E} \,. \qquad (4.2)$$

Danach ist der Energieverlust dem Produkt aus Massenzahl, quadratischer Kernladungszahl sowie der Detektordicke proportional und fällt reziprok mit der im E-Detektor registrierten Energie ab. Die Proportionalitätskonstante K ist spezifisch für das Detektormaterial Silizium.

Im "dünnen" ΔE-Detektor sind nach Gleichung (4.2) die Energieverluste entsprechend geringer. Da andererseits die im Vergleich zum "dicken" ΔE-Detektor größere Detektorkapazität die Rauschamplitude in die Höhe treibt, verschlechtert sich das Signal-Rausch-Verhältnis derart, daß eine vollständige Unterscheidung zwischen den drei Wasserstoffisotopen und den zwei Heliumisotopen untereinander nicht mehr möglich ist (siehe Abb. 4.4).

Abbildung 4.5 ordnet die Energien E_2 und E_1 einander zu. Die Energieebene ist vollständig belegt. Zufällige Koinzidenzen mit elastisch gestreuten ^{3}He-Geschoßkernen dominieren. Die kinematische Kurve ist noch kaum zu erkennen. Erst die Teilchenidentifizierung und die Analyse im Zeitspektrum werden in der Lage sein, sie zu verifizieren.

Die Verteilung der fünften Größe ($\Delta t_{1,2}$) der Zahlenquintipel ist im Zeitspektrum (Abb. 4.6) dargestellt. Auf einem starken Untergrund zufälliger Koinzidenzen erhebt sich neben der vom Impulsgenerator künstlich erzeugten "Nadel" eine kleine, durch physikalisch echte Koinzidenzen bedingte Überhöhung.

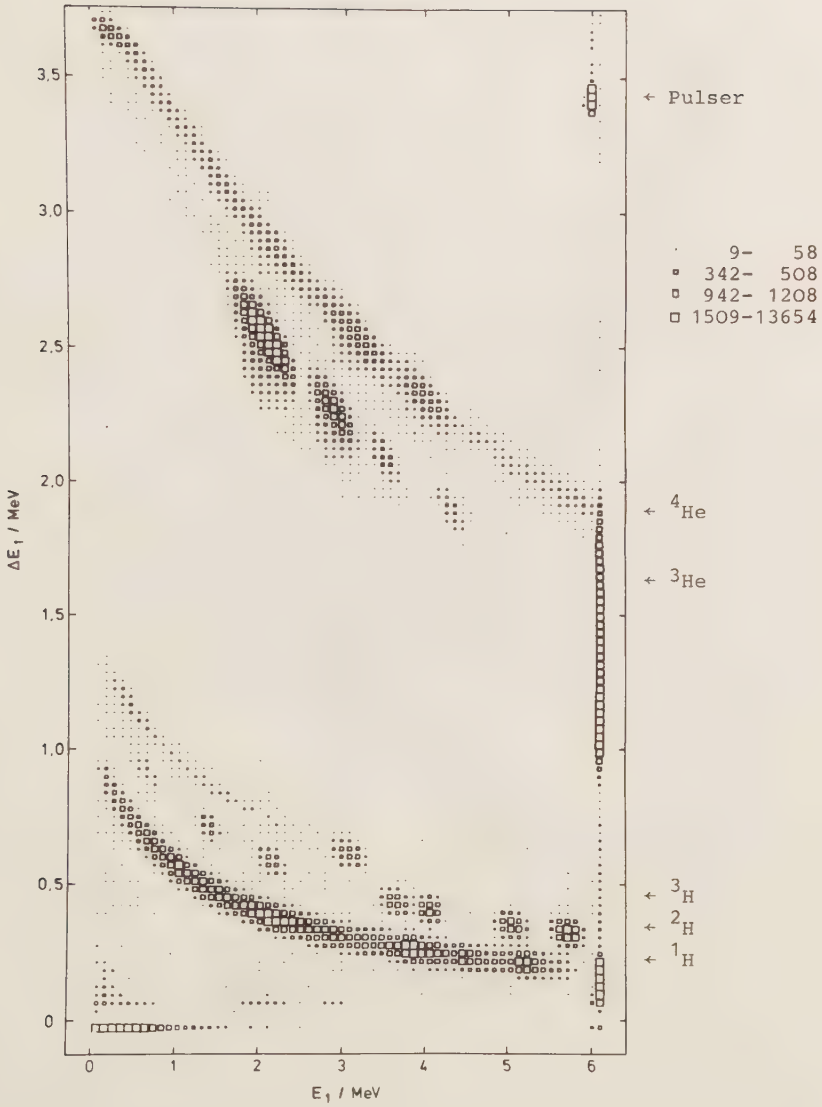


Abb. 4.3:

Teilchenidentifizierungsspektrum des "dicken" (17,5 µm) ΔE_1-Detektors aus Experiment II (E_0 = 7,08 MeV, Θ_1 = 67,7°). Die in Abschnitt 4.6 zur Energieeichung herangezogenen Deuteronen aus $^{9}Be(^{3}He,^{2}H)^{10}B^{*}$ belegen die ^{2}H-Bande nur punktuell

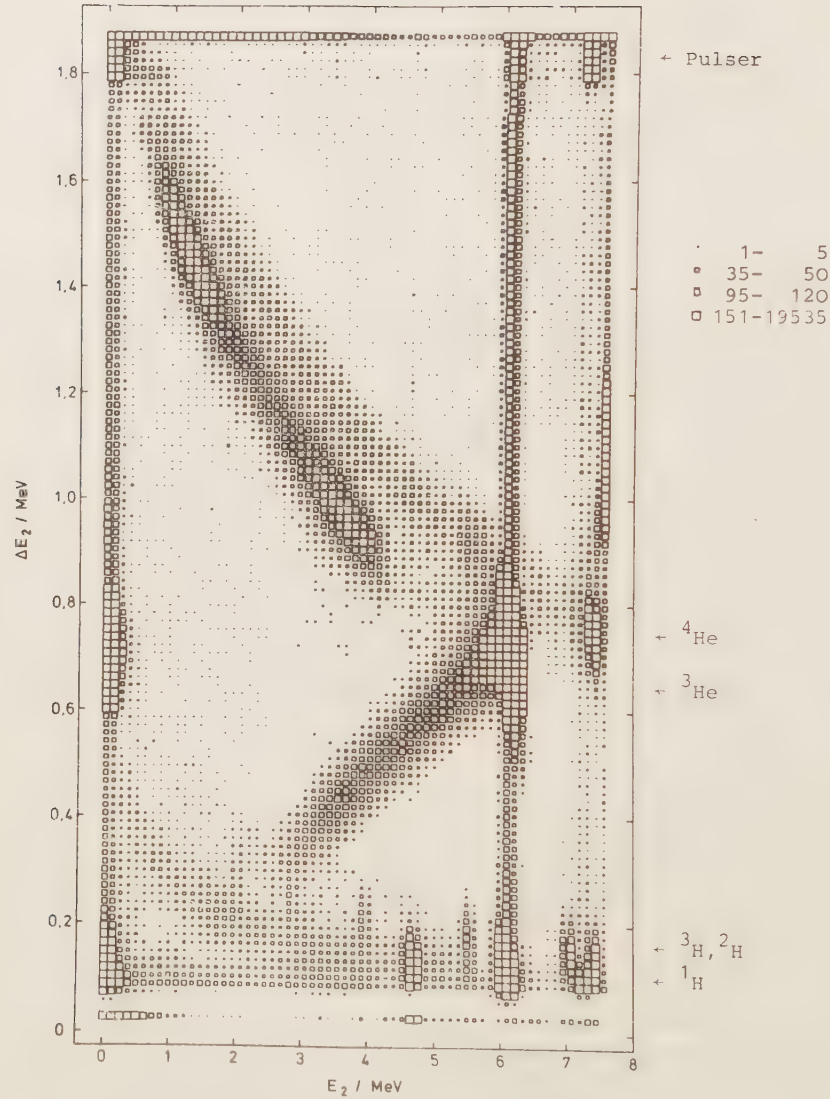


Abb. 4.4

Teilchenidentifizierungsspektrum des "dünnen" (7,0 µm) ΔE_2-Detektors aus Experiment II (E_0 =7,08 MeV, θ_2 = 18,5°). Die hohe Teilchenrate führt zu den in Abschnitt 4.8 diskutierten Fehlereignissen wie "Diagonale", die Senkrechte bei 6 MeV und Untergrund

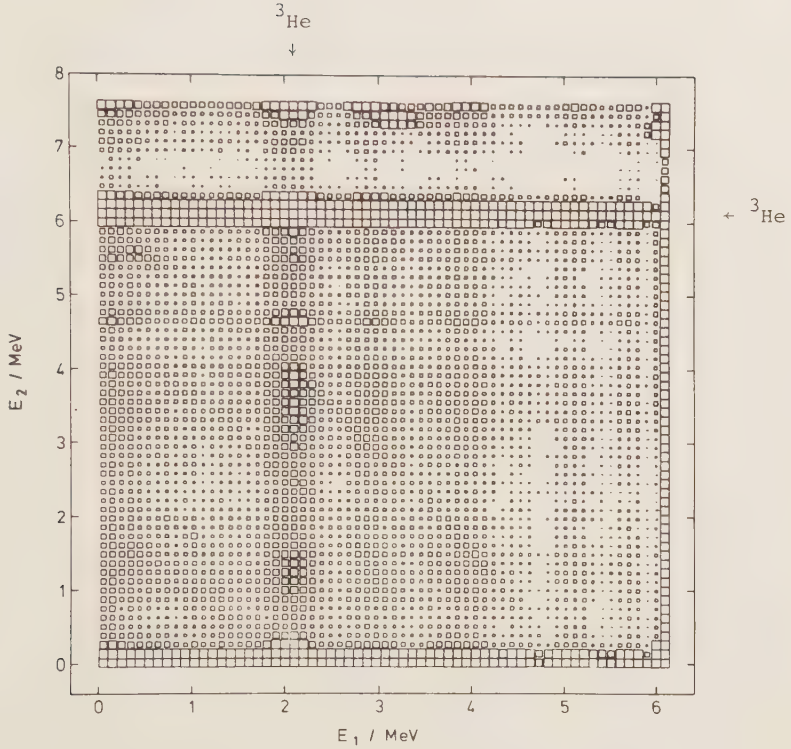


Abb. 4.5: E_1/E_2-Energieebene

· 1– 5
° 35– 50
□ 95– 120
□ 151–13051

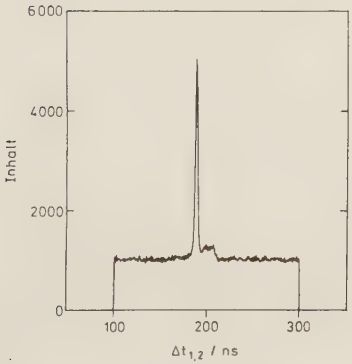


Abb. 4.6

Zeitspektrum. Neben der "Pulsernadel" die Überhöhung durch echte Koinzidenzen

4.6 Energieeichung der Meßelektronik

Zur eindeutigen Identifikation der Proximity-Reaktion $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H$ ist eine genaue Bestimmung der Teilchenenergien ihres Ausgangskanals unerläßlich. Da sich die Energie der Protonen und Tritonen beim Durchfliegen der Teleskope in einen ΔE- und E-Anteil aufspaltet, muß die Teilchenenergie hinterher wieder zusammengesetzt werden. Ein sofortiges Addieren der energieproportionalen digitalen Zahlenwerte der Datenquintipel ist wegen der unterschiedlichen Verstärkungswerte in den elektronischen E- und ΔE-Zweigen nicht möglich. Erst nach Umrechnung der Zahlenwerte mittels einer E- bzw. ΔE-Eichgleichung auf die richtige Energie darf die Addition zur Summenenergie E_S vorgenommen werden.

Zur Eichung dienen die bekannten Energiewerte der emittierten α-Teilchen eines aus den Isotopen ${}^{148}Gd$, ${}^{230}Th$ u. ${}^{244}Cm$ zusammengesetzten Mischquellenpräparats. Ferner sind in den Teilchenidentifizierungsspektren zwischen der Protonen- und Tritonenbande energetisch scharf konzentrierte Ereignisanhäufungen zu erkennen. Diese Deuteronengruppen repräsentieren die verschiedenen Anregungszustände des ${}^{10}B$-Kerns aus der Reaktion ${}^{9}Be({}^{3}He,{}^{2}H){}^{10}B^{*}$. Ihre durch die Kinematik festgelegten Energien werden ebenfalls zur Eichung herangezogen.

Die Abbildung 4.7 zeigt das Energiespektrum des α-Mischquellenpräparats. Durch Zuordnung der Energiewerte zu den Kanalzahlen der Linien errechnet sich die Eichgleichung des E-Detektors. Setzt man dann vor den E-Detektor zum Beispiel den "dicken" ΔE-Detektor, so werden die Teilchen im E- und ΔE-Detektor registriert (Abb. 4.7 u. 4.8). Mittels obiger Eichgleichung läßt sich die Energie E ausrechnen, auf die die α-Teilchen beim Durchfliegen des ΔE-Detektors abgebremst worden sind. Nach Differenzbildung mit den ursprünglichen Energiewerten E_S ist der Energieverlust der α-Teilchen im ΔE-Detektor

ebenfalls bekannt und kann den entsprechenden Linien im ΔE-Spektrum zugeordnet werden. In Tabelle 4.3 sind die Energien E_s der drei Sorten von α-Teilchen des Mischquellenpräparats und ihre Energieverluste ΔE in den während der Experimente verwendeten "dicken" und "dünnen" ΔE-Detektoren zusammengestellt.

Die Energieverluste der Protonen und Tritonen in den ΔE-Detektoren liegen nach Gleichung (4.2) wegen ihrer kleinen Masse und Kernladungszahl etwa eine Größenordnung unter denen der α-Teilchen. Damit ist eine genaue Kenntnis der ΔE-Eichung für kleine Energiewerte von großer Dringlichkeit. Nachdem sich die α-Teilchen des Präparats in ihren Energieverlusten nicht stark unterscheiden und ihre Linien im ΔE-Spektrum breit sind, wäre eine Extrapolation der ΔE-Eichung in den Bereich kleiner Energieverluste ohne Verwendung weiterer Meßwerte mit zu großen Unsicherheiten verbunden. Zur Lösung des Problems eignen sich die Deuteronen aus der Reaktion $^{9}Be(^{3}He,^{2}H)^{10}B^{*}$. Durch Projektion der Deuteronenbande auf die E-Achse des Teilchenidentifizierungsspektrums entsteht ein ausgeprägtes Linienspektrum (Abb. 4.9). Mit der Eichgleichung des E-Detektors lassen sich die Energien der verschiedenen Deuteronensorten berechnen und von den kinematisch errechneten Werten subtrahieren. Mittels des Teilchenidentifizierungsspektrums (Abb. 4.3) ordnen sich diese Energieverlustwerte den Kanalzahlen des ΔE-Zweiges zu, und die ΔE-Eichung besitzt auch für kleine Werte volle Gültigkeit.

Die Genauigkeit der Energieeichung ist eng mit der Teilchenrate verknüpft, die während des Experiments im Detektor vorliegt. Insbesondere dann, wenn die Rate so enorm ansteigt wie während der Experimente am Strahl, ist darauf zu achten, daß der Pole/Zero-Adjust am Hauptverstärker so eingestellt ist, daß die Basislinie hinter dem Gaußimpuls sofort auf Null gesetzt wird. Andernfalls würde das Signal eines unmittelbar nachfolgenden Ereignisses angehoben werden. Der Abgleich wurde

nach Fokussierung des Strahls auf die endgültig gewünschte Stromstärke von durchschnittlich 120 nA vor Beginn eines jeden Experimentes am Oszillographen vorgenommen.

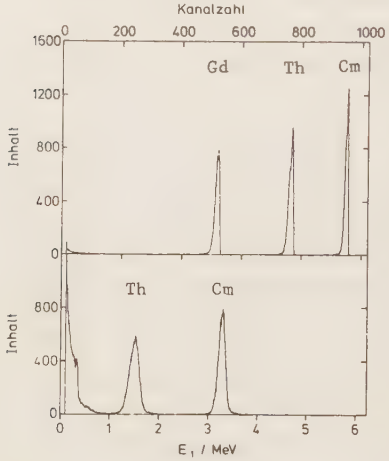


Abb. 4.7

Spektrum des α-Mischquellenpräparats. Oben ohne ΔE_1-, unten mit ΔE_1-Detektor (17,5µm)

	^{148}Gd	^{230}Th	^{244}Cm
$\frac{E_S}{MeV}$	3,180	4,684	5,810
$\frac{D_{\Delta E}}{\mu m}$	$\frac{\Delta E}{MeV}$		
20,2	3,180	4,101	3,132
17,5	3,180	3,152	2,524
7,0	1,532	1,153	0,980
6,4	1,371	1,045	0,886

Tabelle 4.3

Summenenergien E_S der α-Teilchen des Mischquellenpräparats und ihre Energieverluste ΔE für verschiedene Detektordicken $D_{\Delta E}$. Fehler: ±(0,2 - 0,5)%

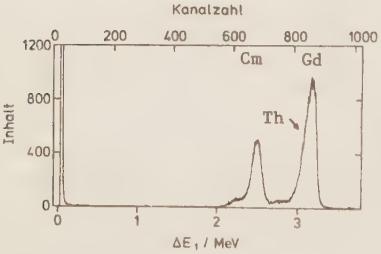


Abb. 4.8:

Energieverlustspektrum des α-Mischquellenpräparats im ΔE_1-Detektor (17,5 µm)

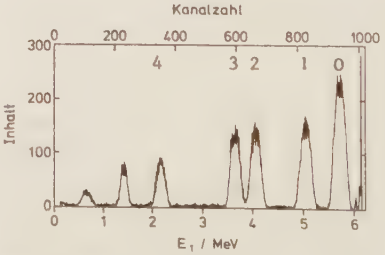


Abb. 4.9

Projektion der ^2H-Bande aus Abb. 4.3 auf die E_1-Achse zwecks Eichung bei kleinen Energieverlusten. Die Zahlen über den Peaks nummerieren die ^{10}B-Zustände durch

4.7 Auswertung der Meßdaten

Zur Analyse der großen Datenmenge nach Proton-Triton-Ereignissen werden in den Teilchenidentifizierungsspektren der Teleskope 1 und 2 entsprechend dem gekrümmten Verlauf der Protonen- bzw. Tritonenbande Fenster gesetzt. Wegen des Überlappens der Tritonenbande mit den Banden der beiden anderen Wasserstoffisotope werden beim "dünnen" ΔE-Detektor die Schranken des Fensters so großzügig gewählt, daß mit Sicherheit alle Tritonen erfaßt werden. Ist nun die Relation der je zwei Zahlen ΔE und E eines Zahlenquintipels derart, daß gleichzeitig für beide Teleskope der sie repräsentierende Punkt innerhalb der Fenster fällt, so handelt es sich um ein Proton-Triton-Ereignis im "weiteren Sinne". Das heißt, daß im Interesse einer vollständigen Registrierung aller echten Proton-Triton-Ereignisse vorläufig Beiträge von Proton-Deuteron und Proton-Proton-Ereignisse noch hingenommen werden müssen. Diese "falschen" Ereignisse lassen sich als zufällige Koinzidenzen zusammen mit den zufälligen Proton-Triton Koinzidenzen erst durch Heranziehung der fünften Größe des Zahlenquintipels, nämlich der Zeit $\Delta t_{1,2}$, reduzieren.

Nach Abbildung 4.6 sind die echten Koinzidenzen auf einen engen Bereich innerhalb des im Time-to-Pulse Height Converters gesetzten Zeitfensters beschränkt. Allerdings erlauben der starke Untergrund zufälliger Koinzidenzen und die "Pulsernadel" noch keine exakte Eingrenzung der echten Koinzidenzen. Erst die Zeitverteilung der Proton-Triton-Ereignisse im "weiteren Sinne" (Abb. 4.10) zeigt eine starke, deutlich abgegrenzte Überhöhung der echten Proton-Triton-Koinzidenzen gegenüber dem Beitrag zufälliger Koinzidenzen aus "falschen" Ereignissen und Proton-Triton-Ereignissen. Dieses Zeitspektrum gestattet jetzt eine genauere Eingrenzung der echten Proton-Triton-Koinzidenzen.

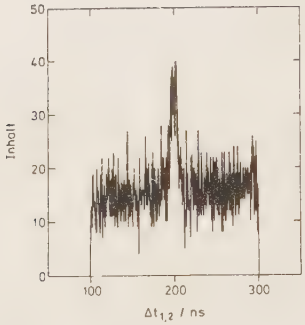


Abb. 4.10: Zeitspektrum der Proton-Triton-Ereignisse im "weiteren Sinne" zur genaueren Eingrenzung der echten Koinzidenzen (Experiment II)

Diese echten Proton-Triton-Koinzidenzen werden jetzt aus der Datenmenge der Proton-Triton-Ereignisse im "weiteren Sinne" herausgegriffen. Unter Berücksichtigung der Energieeichung werden entsprechend den Energie- und Energieverlustwerten der Teilchen in den Teleskopen 1 und 2 die erste und die zweite Zahl, bzw. die dritte und die vierte Zahl der ausgewählten Zahlenquintipel addiert, die Summenwerte dann digitalisiert und in einer der Proton-Triton-Energieebene entsprechenden zweidimensionalen Matrix einander zugeordnet.

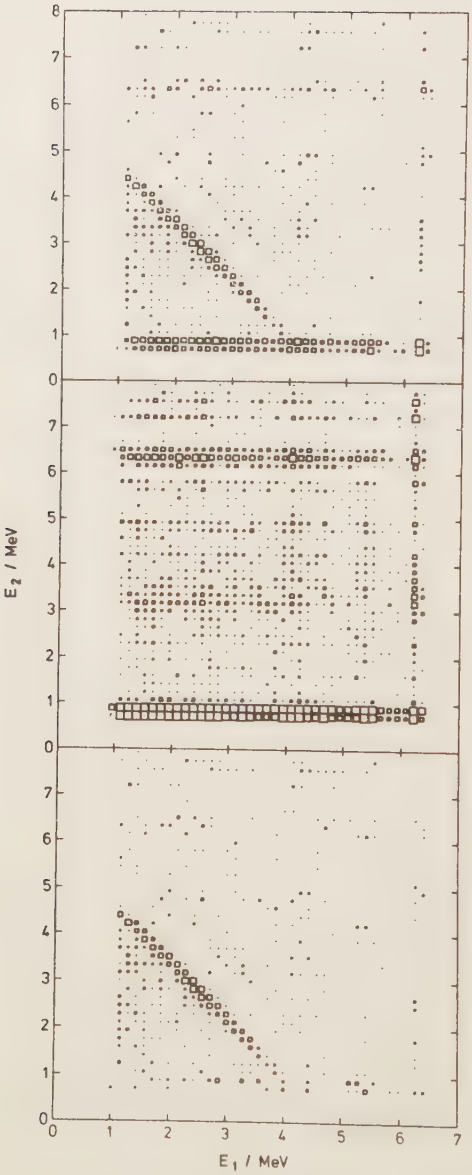
Ein derartiges zweidimensionales Spektrum zeigt schon eine deutliche Ereignisanhäufung längs der die Dreiteilchen-Kernreaktion $^{3}He + {}^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$ repräsentierenden, durch Gleichung (3.27) beschriebenen kinematischen Kurve (Abb. 4.11-oben). Unter ihr liegt ein schwacher über die ganze Energieebene verteilter Untergrund, denn die korrelationslose Zeitverteilung "falscher" und zufälliger Proton-Triton-Ereignisse läßt diese im Zeitspektrum auch innerhalb des für die echten Koinzidenzen maßgebenden Zeitbereichs fallen. Zur weiteren Reduktion dieses Untergrunds wählt man aus der Gesamtheit der Proton-Triton-Ereignisse im "weiteren Sinne" die Zahlenquintipel aus, die im Zeitspektrum (Abb. 4.10) außer-

teil des für die echten Koinzidenzen maßgebenden Zeitbereichs liegen, und speichert diese in gleicher Weise in der zweidimensionalen Matrix ab (Abb. 4.11-mitte). Sie zeigt eine korrelationsmäßige Zuordnung der Energien E_1 und E_2. Unter Berücksichtigung eines Faktors, der den unterschiedlichen Breiten der Zeitfenster für die echten und zufälligen Koinzidenzen Rechnung trägt, werden die Kanalinhalte der beiden Matrizen voneinander subtrahiert. Bis auf statistisch bedingte kleine Unsicherheiten bleibt ein Spektrum übrig, das im wesentlichen die echten Proton-Triton-Ereignisse enthält (Abb. 4.11-unten). Der Untergrund ist reduziert worden. Er könnte von Proton-Triton-Koinzidenzen stammen, die in Mehrteilchen-Kernreaktionen ihren Ursprung haben und daher keine energetische Korrelation mehr aufweisen. Wichtig ist nur, daß der Untergrund schwach im Vergleich zur kinematischen Kurve ist.

Die Zuordnung der Tritonenenergie E_2 zur Protonenenergie E_1 ist nur spezifisch für die Dreiteilchen-Kernreaktion an sich. Erst die Analyse der Belegung längs der Kurve enthält Hinweise auf den Reaktionsmechanismus, der zu den drei Teilchen führt. Nachdem die beschränkte experimentelle Auflösung die Kurve zu einem etwa drei Kanäle breiten Band verbreitert, ist eine Projektion auf die Protonenenergie-Achse (E_1-Achse) zweckmäßig. Die Geradlinigkeit der Kurve garantiert eine weitgehend verzerrungsfreie Abbildung.

Mit der Projektion der kinematischen Kurve auf die Protonenenergie-Achse erhält man ein Maß für den fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $\partial^5\sigma/\partial\Omega_1\,\partial\Omega_2\,\partial E_1$. Er läßt sich in absolute Einheiten umrechnen, da Energieeichung, Raumwinkel, Targetdicke und Totzeitkorrektur bekannt sind. Letztere ist notwendig, da wegen der hohen Raten (bis zu $80 \cdot 10^3\ s^{-1}$) manche Ereignisse durch apparativ bedingte Totzeiten nicht registriert oder einander falsch zugeordnet wurden.

Zur Bestimmung des Totzeitkorrekturfaktors wurde über den



Ereignisse innerhalb des für echte Koinzidenzen maßgebenden Zeitfensters

Ereignisse außerhalb des für echte Koinzidenzen maßgebenden Zeitfensters

· 1
▪ 3- 4
▫ 19- 24
□ 30-241

Differenzspektrum. Enthält im wesentlichen nur die echten Proton-Triton-Koinzidenzen

Abb. 4.11: Gewinnung der Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit kinematischer Kurve am Beispiel von Experiment II

Impulsgenerator IG (Abb. 4.1) je ein koinzidentes Signal mit einer Rate von 1 Hz in die elektronischen Zweige der Meßapparatur eingespeist. Es taucht je als konzentrierte Ereignisanhäufung in der oberen rechten Ecke der Teilchenidentifizierungsspektren (Abb. 4.3 und 4.4) auf. Im Zeitspektrum entsteht links der echten physikalischen Ereignisse eine scharfe Spitze (Abb. 4.6). Setzt man jetzt in allen drei Spektren Fenster um die Ereignisse des Impulsgenerators, so ist das Auswerteverfahren analog zu jenem, welches auf die Proton-Triton-Koinzidenzen angewandt worden ist. Aus dem Vergleich der so ermittelten Anzahl von Pulser-Ereignissen mit der während des Experiments insgesamt erzeugten Pulsersignale bestimmt sich der Bruchteil an verlorengegangenen Proton-Triton-Ereignissen. In den hier beschriebenen Experimenten liegen die Verluste etwa zwischen 40% und 60%.

4.8 Kontrolle der Auswertung und Fehlerbetrachtung

Die Existenz der kinematischen Kurve in der Energieebene ist offensichtlich (Abb. 4.11), und ihre Lage ist mit den Rechnungen zur Dreiteilchen-Kinematik der Reaktion $^{3}He + {}^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$ konsistent. Das heißt, daß die Fenster in den Teilchenidentifizierungsspektren im wesentlichen richtig gesetzt worden sind. Da aber insbesondere im Spektrum des "dünnen" ΔE-Detektors (Abb. 4.4) nicht ausgeschlossen werden kann, wegen der nicht vollständig zu trennenden Banden der Wasserstoffisotope einige Tritonen verworfen zu haben, ist eine Kontrolle des Fenstersetzens notwendig. Dazu nutzt man den Umstand aus, daß sich die Ereignisse längs der kinematischen Kurve auch schon durch deren spezielle, mit der Dreiteilchen-Kinematik verträglichen Lage in der Energieebene als Proton-Triton-Koinzidenzen ausweisen. Man kann ein Fenster um die kinematische Kurve legen und nachschauen, wie sich diese

Ereignisse in den Teilchenidentifizierungsspektren verteilen. Selbstverständlich liegen sie, wie die Abbildung 4.12 am Beispiel des Experiments II zeigt, innerhalb der Teilchenidentifizierungsfenster. Wesentlich ist, daß die Belegung, abgesehen von der Stelle 0,36 MeV / 3 MeV im $\Delta E_2/E_2$-Spektrum (Stellungnahme siehe unten), nicht an die Fensterschranken anstößt. Der verbleibende Freiraum ist ein sicherer Hinweis, daß keine Proton-Triton-Koinzidenzen verlorengegangen sind. Gleichzeitig erlaubt es diese Darstellung, die Schranken in den Teilchenidentifizierungsspektren optimal zu wählen. Schließlich soll der Freiraum auch nicht zu groß gewählt werden, um die Energieebene nicht unnötig mit zufälligen Koinzidenzen zu belasten.

An der Stelle 0,36 MeV / 3 MeV stößt die Belegung im $\Delta E_2/E_2$-Spektrum an die obere Fensterschranke. Beim Vergleich mit Abbildung 4.4 sieht man, daß in dieser Gegend die "Diagonale" die Tritonenbande schneidet. Die Gesamtenergie $\Delta E_2 + E_2$ des Schnittpunkts liegt mit ihren 3,2 MeV genau an der Stelle, wo in der Energieebene der Abbildung 4.11-mitte eine waagrecht angeordnete Überhöhung in der Belegung auftritt. Daraus kann geschlossen werden, daß die Stelle 0,36 MeV / 3 MeV nur mit zufälligen "Diagonal"-Ereignissen belegt ist.

Der Schnitt der "Diagonalen" mit der Tritonenbande liefert zwangsläufig in Abbildung 4.11-oben Beiträge zur Belegung der kinematischen Kurve. Durch die Enge des für die echten Koinzidenzen maßgebenden Zeitfensters sind die Beiträge nur schwach und entfallen praktisch im Differenzspektrum (Abb. 4.11-unten) dank des Subtraktionsverfahrens.

In der Legende zum Teilchenidentifizierungsspektrum des "dünnen" ΔE_2-Detektors (Abb. 4.4) wurde auf die Senkrechte bei 6 MeV hingewiesen. Beim Vergleich mit der Abbildung 4.12 sieht man sofort, daß sie außerhalb des für die kinematische Kurve interessanten Bereichs liegt.

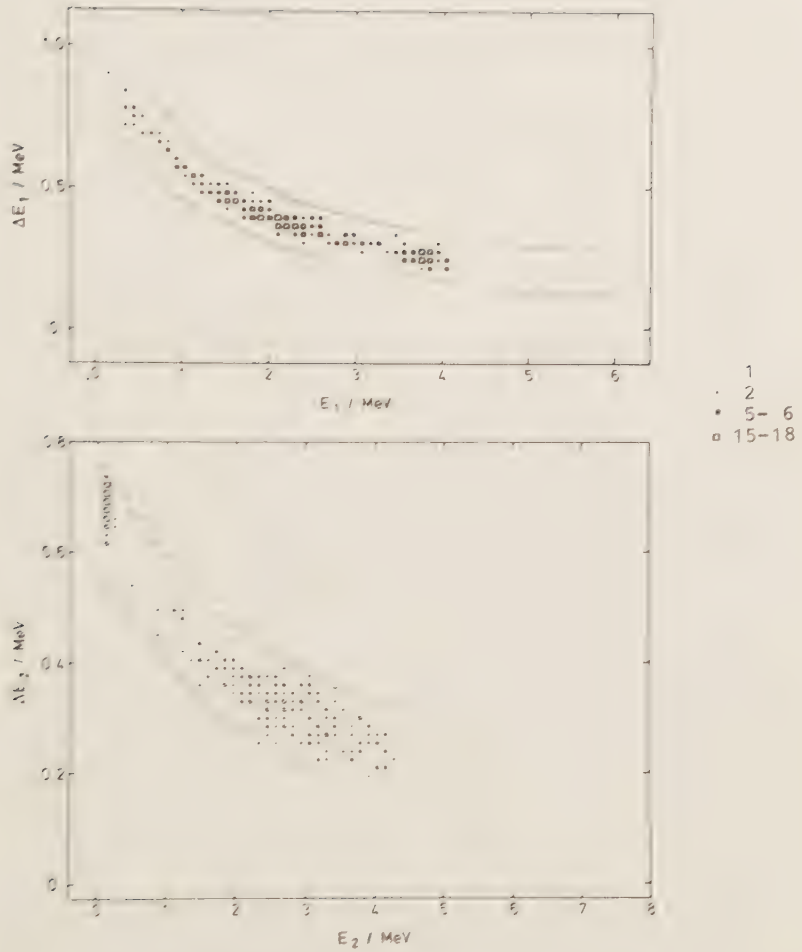


Abb. 4.12: Zur Kontrolle des Fenstersetzens in den Teilchenidentifizierungsspektren am Beispiel von Experiment II

Die Abbildung 4.13 projiziert die Ereignisse der kinematischen Kurve ins Zeitspektrum. Gegenüber dem Spektrum der Abbildung 4.10 ist der Untergrund an zufälligen Ereignissen weiter reduziert worden, so daß das Zeitfenster ebenfalls optimiert werden kann.

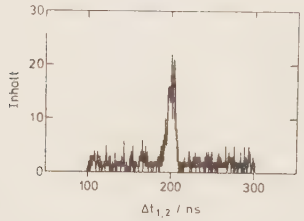


Abb. 4.13:
Projektion der Ereignisse der kinematischen Kurve ins Zeitspektrum zur Optimierung des Zeitfensters (Experiment II)

Die Meßgenauigkeit für den fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitt der in Abschnitt 4.9 zu diskutierenden Projektionsspektren wird neben dem statistischen Fehler auch durch Fehler in der Energieeichung, Raumwinkel, Ladung, Totzeitkorrektur und Targetdicke nur begrenzt sein können. Die Energieeichung besitzt eine Güte von etwa 1%. Das Produkt der Raumwinkel der beiden Detektorteleskope ist mit einem Fehler von 5% - 7% behaftet. Die Ladung ließ sich in Experiment II mit einer Genauigkeit von etwa 1%, dagegen in den Experimenten I, III und IV nur auf 4% - 5% genau registrieren. Der Fehler in der Totzeitkorrektur dürfte wegen der während des Experimentierens aufgetretenen Strahlstromschwankungen bei etwa 5% liegen. Will man die vier Experimente nur relativ miteinander vergleichen, braucht der Targetdickenfehler absolut nicht berücksichtigt werden. Stattdessen ließ sich mit Hilfe des Monitor-Detektors M (Abb. 4.1) das Experiment IV auf Experiment II normieren. Der Fehler liegt bei rund 4%. Dagegen wurde in den während einer Strahlzeit durchgeführten Experimenten I und III kein Monitordetektor eingesetzt. Wegen der ähnlichen Winkelstellung von Experiment I und II erwies es sich als möglich, mit einer Genauigkeit von etwa 6% - 9% die Experimente I und III auf Experiment II zu normieren. Zusammen-

fassend kann man sagen, daß die vier Experimente im Rahmen einer Genauigkeit von 9% - 14% miteinander verglichen werden dürfen. Interessiert allerdings der Absolutwert des Wirkungsquerschnitts, so wird der Fehler hauptsächlich durch die Targetdickenunsicherheit bestimmt; die im Targetlabor angewandte Schwingquarzmeßmethode könnte einen Fehler bis zu 30% beinhalten.

4.9 Meßergebnisse

Die Abbildung 4.14 verifiziert für alle vier Experimente (E_0 = 7,08 MeV) eindeutig die kinematische Kurve der Proton-Triton-Ereignisse in der Energieebene. Die unterschiedliche Symbolgröße deutet bereits auf Überhöhungen hin. Bei Experiment III liegt sie hart am Rand der unteren experimentellen Grenze für die Tritonenenergie E_2, so daß die Verifizierung der kinematischen Kurve auch für kleinere Tritonen- bzw. größere Protonenenergien E_1 von Interesse ist. Eine Identifizierung nach Tritonen ist jetzt wegen ihrer vollständigen Abbremsung im ΔE_2-Detektor nicht mehr möglich. Stattdessen wird im Anhang A das Verfahren der Energiewalk-Analyse vorgestellt, mit dessen Hilfe das Versagen der Teilchenidentifizierung ausgeglichen werden wird.

Die Projektion der kinematischen Kurve auf die Protonenenergie-Achse (E_1-Achse) ist die endgültige Präsentation der Meßergebnisse (Abb. 4.15). In den ersten drei Spektren ist einem monotonen Untergrund je eine außerhalb der statistischen Schwankungen liegende Überhöhung überlagert. Bei Experiment IV tritt bei E_1 = 2,08 MeV eine zweite, stark ausgeprägte Überhöhung hinzu. Bei gemeinsamer Betrachtung aller vier Spektren erkennt man in den einzelnen Überhöhungen eine systematische Verschiebung zu höheren Protonenenergien von Experiment zu Experiment. Dagegen gehorcht die Überhöhung in Experiment IV bei E_1 = 2,08 MeV wegen ihres vereinzelten Auftretens keiner der-

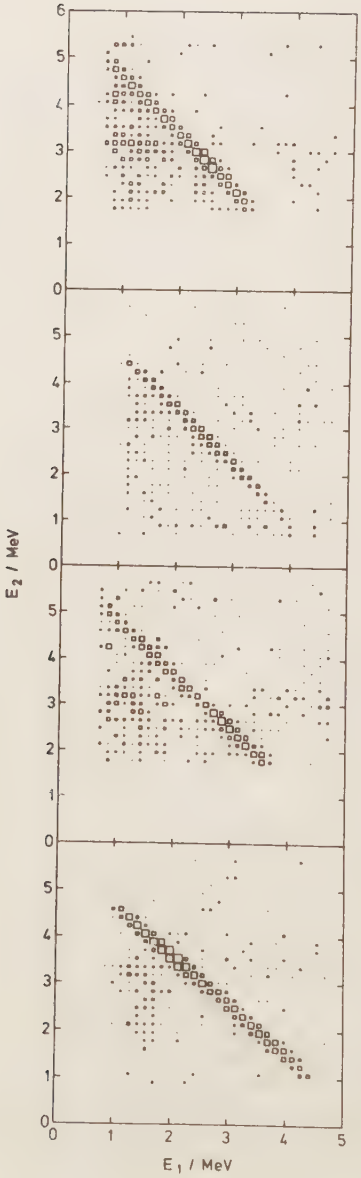


Abb. 4.14:

Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit kinematischer Kurve für die Experimente I - IV. ^{3}He-Laboreinschußenergie E_0 = 7,08 MeV

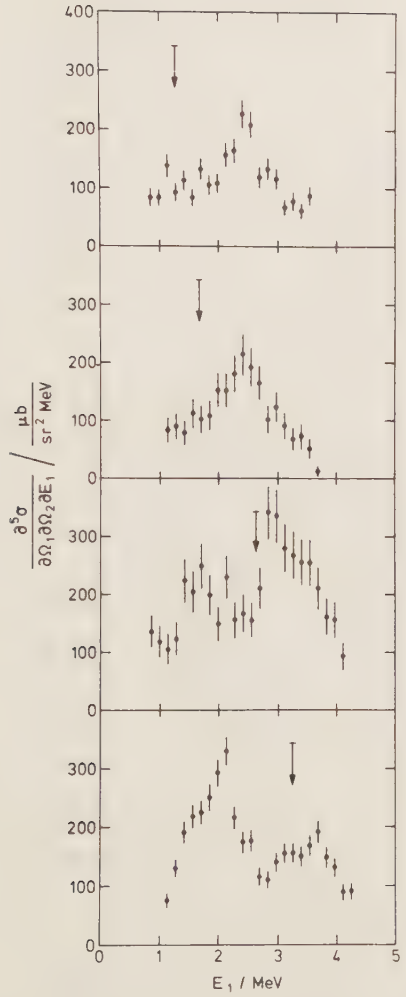


Abb. 4.15: Projektion der kinematischen Kurve auf die Protonenenergie-Achse für die Experimente I - IV. E_0 = 7,08 MeV. Die Pfeile markieren die kinematisch errechnete Position des Proximity-Peaks, während die vier einzelnen Überhöhungen stets zu höheren Protonenenergien verschoben sind

artigen Systematik. Damit richte sich das Augenmerk zuerst auf die vier einzelnen Überhöhungen. Da sie ein und desselben physikalischen Ursprungs sein sollten, werde ihre Lage mit der kinematisch vorausberechneten Position des Proximity-Peaks verglichen. Zuerst erwartet man, daß Experiment und Theorie übereinstimmen. Wie die Pfeile in den Projektionsspektren (Abb. 4.15) zeigen, besteht keine Konsistenz. Bedenkt man aber, daß die vier einzelnen Überhöhungen stets zu höheren Protonenenergien verschoben sind, so fordert diese Systematik geradezu auf, nach einer Erklärung zu suchen. Schließlich ist in Abschnitt 2 von Stufenzerfällen geredet worden, die in Konkurrenz zum Proximity-Mechanismus treten können.

Nach Abschnitt 3.2 zeichnen sich die Konkurrenz-Reaktionen über ^{4}He, ^{9}B und ^{11}B dadurch aus, daß die Relativenergie ihrer Zerfallsprodukte von der gewählten Kinematik unabhängig ist. Ordnet man den vier einzelnen Überhöhungen je die drei Relativenergien zu und trägt diese über dem Protonenlaborwinkel Θ_1 auf (Abb. 4.16), so fällt die Relativenergie des ^{1}H - ^{8}Be - Systems ab, die des ^{3}H - ^{8}Be - Systems steigt an, und die Relativenergie des ^{1}H - ^{3}H - Systems ist innerhalb der Fehlergrenzen vom Winkel unabhängig. Daraus kann eindeutig geschlossen werden, daß die vier Überhöhungen nicht auf Stufenzerfälle über ^{9}B und ^{11}B zurückzuführen sind.

Wenn überhaupt ein Stufenzerfall vorliegt, so nur noch der des ^{4}He-Kerns. Gemäß Abbildung 4.16 folgt aus dem mittleren Wert der Proton-Triton-Relativenergie eine Anregungsenergie in ^{4}He von (20,86 ± 0,04) MeV. Nach dem Niveauschema der Abbildung 3.2 gibt es dort keinen Zustand in ^{4}He.

Zusammenfassend sei gesagt, daß weder der Proximity-Mechanismus noch die drei Konkurrenz-Mechanismem die vier experimentell gemessenen Überhöhungen erklären können. Die Sicherheit dieser Aussage stützt sich, soweit es den Proximity-Mechanismus und den Stufenzerfall über ^{4}He angeht, ganz auf den quantitativen Widerspruch zwischen dem Experiment und den

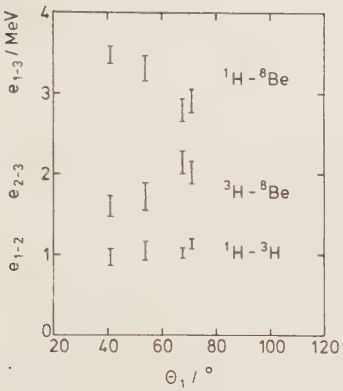


Abb. 4.16:

Relativenergien zu den vier einzelnen Überhöhungen in den Projektionsspektren der Experimente I - IV. Die Variation von e_{1-3} beim ^1H - ^8Be - System und e_{2-3} beim ^3H - ^8Be - System sowie der zum ^4He-Niveauschema quantitativ widersprüchliche Wert der ^1H - ^3H - Relativenergie e_{1-2} sprechen gegen Stufenzerfälle über ^9B, ^{11}B und ^4He

Vorhersagen der Kinematik nach Abschnitt 3. Bedenkt man aber, daß wegen der Komplexität des Proximity-Mechanismus' dort gemachte Voraussetzungen nur unzureichend erfüllt sein könnten, ist es naheliegend, zur Deutung der Experimente zuerst mehr qualitative Aspekte in den Vordergrund zu rücken und hinterher danach zu fragen, was an den kinematischen Rechnungen unzulänglich war.

Ein derart qualitativer Aspekt ist das Verhalten der drei Relativenergien von Experiment zu Experiment. Unabhängig vom jeweiligen Zahlenwert ist die Veränderlichkeit bezüglich der Winkelstellung beim ^1H - ^8Be - System und beim ^3H - ^8Be - System sowie die Konstanz der Proton-Triton-Relativenergie nach Abschnitt 3.2 ein starkes Indiz für den Proximity-Mechanismus. Daher werde an der Proximity-Hypothese festgehalten und nach einer Ursache gesucht, um die Verschiebung der vier

einzelnen Überhöhungen zu höheren Protonenenergien erklären zu können. Die höheren Protonenenergien bewirken auch, daß in Abbildung 4.16 die Proton-Triton-Relativenergie mit ihrem Wert von e_{1-2} = 1,05 MeV stets über dem kinematisch errechneten Wert von 0,773 MeV liegt. Es gilt also die Frage zu beantworten, warum die Energie der Proton-Triton-Relativbewegung zu hoch ist. Ehe dies in Abschnitt 5 geschieht, sei noch auf die zweite, stark ausgeprägte Überhöhung bei E_1 = 2,08 MeV in Experiment IV eingegangen (Abb. 4.15).

Die Überhöhung bei E_1 = 2,08 MeV tritt nur in Experiment IV auf. Die ihr zugeordneten Relativenergien führen auf Anregungswerte von (20,04 ± 0,04) MeV in ^{4}He, (2,06 ± 0,13) MeV in ^{9}B und (14,11 ± 0,12) MeV in ^{11}B. Nach Abbildung 3.2 gibt es keinen angeregten Zustand in ^{9}B bei 2,06 MeV. Numerisch fällt zwar das 14,04-MeV-Niveau des ^{11}B-Kerns in den Bereich (14,11 ± 0,12) MeV; dennoch ist auch dieser Kern auszuschließen, da die Überhöhungen bei den anderen drei Winkelstellungen nicht aufgetreten sind. Gerade dieser Umstand und der Zahlenwert von (20,04 ± 0,04) MeV deuten auf den 20,1-MeV-Zustand (Abb. 3.2) in ^{4}He hin. Ihm entspricht eine so kleine Proton-Triton-Relativenergie, die sich aus rein kinematischen Gründen nur bei dem engen Relativwinkel $\Theta_1 - \Theta_2$ des Experiments IV einstellen kann.

5. COULOMBWECHSELWIRKUNG

Die Proximity-Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ ist die letzte Stufe eines aus drei Stufen bestehenden Reaktionsablaufes. Zur Beschreibung ihrer Kinematik wurde in Abschnitt 3.1 auf jede Stufe Energie- und Impulserhaltungssatz angewendet. Zur Erstellung der Energiebilanz wurde vorausgesetzt, daß sämtliche Energie ausschließlich und in jeder Phase der Bewegung der Teilchen in deren kinetische Energie gesteckt wird. Sofern die Entfernungen der Teilchen untereinander hinreichend groß sind, ist diese Voraussetzung berechtigt. Tatsächlich spielen sich die drei Reaktionsstufen jedoch gerade noch außerhalb nuklearer Dimensionen ab, und die elektrische Ladung der Atomkerne bedingt, daß ein Teil der Energien stets als potentielle Coulombenergie gespeichert ist und der Bewegung verloren geht. Die mathematische Entwicklung der Kinematik unter Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung an dieser Stelle würde den Gedankengang der Arbeit nur stören. Der Leser sei auf Anhang B verwiesen. Zum Verständnis der Coulombeffekte ist es ausreichend, einige qualitative Argumente anzuführen. Gegeben ist nach wie vor die durch Gleichung (3.27) beschriebene kinematische Kurve in der Proton-Triton-Energieebene (Abb. 5.1). Denn die Erstellung der Impuls- und Energiebilanz erfolgt zu dem Zeitpunkt, wenn die Protonen und Tritonen in die Detektoren fliegen. Die Entfernungen unter den drei Teilchen liegen schon längst im Bereich makroskopischer Größenordnung, so daß die Coulombwechselwirkung keine Rolle mehr spielt.

Die Proton-Triton-Relativenergie

$$e_{1-2} = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1+m_2} \left(\frac{E_1}{m_1} + \frac{E_2}{m_2} - 2 \sqrt{\frac{E_1}{m_1} \frac{E_2}{m_2}} \cos (\theta_1 - \theta_2) \right) \quad (5.1)$$

ist eine Funktion von Energie und Flugwinkel der Teilchen im

Laborsystem. Sie läßt sich für e_{1-2} als Parameter durch eine Schar von Kurven in der Proton-Triton-Energieebene veranschaulichen. Nach Gleichung (3.12) setzt sich für die Proximity-Reaktion die Energie der Proton-Triton-Relativbewegung additiv aus der Energie der Relativbewegung des ^{3}He-Kerns und dem hinterherfliegenden Neutron und dem Q_{III}-Wert der Proximity-Reaktion zusammen. Bei einer Einschußenergie E_o = 7,08 MeV beträgt nach Gleichung (3.11) die ^{3}He-Neutron-Relativenergie nur 9 keV, so daß die Relativenergie des Proton-Triton-Paares mit 0,773 MeV nur knapp über dem Q_{III}-Wert liegt. Die entsprechende Relativenergiekurve liefert durch ihre zwei Schnittpunkte mit der kinematischen Kurve zwei Lösungen für die Proton-Triton-Energie. Dabei fällt einmal die Protonenenergie unter die vom $\Delta E_1/E_1$-Teleskop gesetzte Mindestenergie, so daß diese zweite kinematische Lösung nicht weiter diskutiert werde.

Nach Hinzunahme der Coulombwechselwirkung wird sich die Relativenergie des ^{3}He - n - Systems erhöhen. Im Mittel emittiert der ^{9}Be-Kern das Neutron nach $2{,}25 \cdot 10^{-21}$ s. Innerhalb dieser kurzen Zeitspanne hat sich der ^{3}He-Kern noch nicht weit vom ^{9}Be-Kern entfernt, so daß ein Bruchteil der in der ersten Reaktionsstufe umgesetzten Energie noch als Coulombenergie gespeichert ist. Entsprechend geringer ist die Fluggeschwindigkeit des ^{3}He-Kerns. Dagegen eilt das Neutron wegen seiner Ladungsneutralität nach wie vor unverändert schnell dem ^{3}He-Kern nach. Genauer gesagt, es wird noch etwas schneller, da wegen der Coulombwechselwirkung auch der ^{9}Be-Kern im Augenblick seines Zerfalls noch nicht seine Endgeschwindigkeit erreicht hat. Die reduzierte Fluggeschwindigkeit des ^{3}He-Kerns und die Erhöhung der Neutronengeschwindigkeit heben die Relativenergie zwischen den beiden Teilchen an. Die Kurve konstanter Relativenergie und der zur ersten kinematischen Lösung gehörende Schnittpunkt mit der kinematischen Kurve verschiebt sich zu höheren Protonenenergien (Abb. 5.1). Damit kann die experimentell beobachtete Verschiebung der Überhöhungen in den Projektionsspektren zu größeren Protonenenergien zumindest qualitativ erklärt werden.

Neben ihrer Lage tritt für die Überhöhungen als zweites Charakteristikum die Halbwertsbreite. Sie setzt sich, sofern man von den experimentiertechnischen Einflüssen wie begrenzte Auflösung von Einschußenergie, Laborwinkel und Detektoren absieht, aus zwei echt physikalisch bedingten Einflüssen zusammen. Einmal schwankt die Anregungsenergie des ^{9}Be-Kerns für jedes Einzelereignis statistisch im Rahmen der Halbwertsbreite von 0,292 MeV um ihren Mittelwert bei 3,058 MeV. Aus der Kurve konstanter Relativenergie wird ein Band, das den Schnittpunkt längs der kinematischen Kurve verschmiert. Zweitens erfolgt die Emission des Neutrons nur im Mittel nach $2{,}25 \cdot 10^{-21}$ s. Die Lebensdauer des ^{9}Be-Zustandes verteilt sich statistisch nach dem radioaktiven Zerfallsgesetz exponentiell über den ganzen Zeitbereich. Je nach individueller Lebensdauer t_Z ist der Einfluß der Coulombwechselwirkung auf die Relativenergie der ^{3}He-Neutron-Bewegung unterschiedlich groß. Während bei sehr kleinen Werten von t_Z die damit verbundenen geringen Entfernungen des ^{3}He-Kerns vom ^{9}Be-Kern die ^{3}He-Neutron-Relativenergie beträchtlich erhöhen, kriecht diese mit zunehmender ^{9}Be-Lebensdauer asymptotisch dem alten Wert von 9 keV zu. Somit ist jeder ^{9}Be-Lebensdauer ihre eigene Kurve konstanter Relativenergie zugeordnet. Die Gesamtheit ihrer Schnittpunkte mit der kinematischen Kurve trägt zur weiteren Streuung der Proximity-Ereignisse längs der kinematischen Kurve bei.

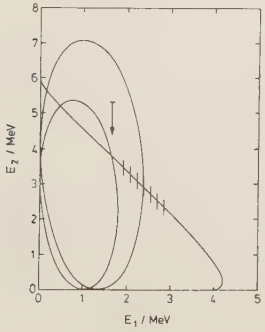


Abb. 5.1:

Kinematische Kurve und Kurven konstanter Proton-Triton-Relativenergie am Beispiel von Experiment II. Der Pfeil markiert für die erste kinematische Lösung die Lage des Proximity-Peaks ohne Coulombwechselwirkung. Letztere weitet die Relativenergiekurve zu größeren Werten auf und verschiebt die Protonenenergie E_1 nach oben. Breite und Lebensdauerverteilung des ^{9}Be*(3,058)-Zustands lassen E_1 streuen (Schraffur)

Bei der rechnerischen Simulation der Verteilung der Proximity-Ereignisse in der Energieebene trägt man der statistischen Natur des Prozesses Rechnung, indem die Beiträge der jeweiligen Anregungsenergien und Lebensdauern des ^{9}Be-Kerns mittels eines in Abschnitt B beschriebenen Monte-Carlo-Verfahrens gewichtet werden. Die Lorentzverteilung der Anregungsenergie bewertet Energien oberhalb und unterhalb des Wertes von 3,058 MeV weniger stark. Der exponentielle Abfall in der Lebensdauerverteilung unterdrückt den Anteil von Ereignissen mit langer ^{9}Be-Lebensdauer. Unterstützend kommt noch der Umstand hinzu, daß dann die Entfernungen unter den Atomkernen größer sind und die Trefferwahrscheinlichkeit für das Neutron drastisch reduzieren. Letzten Endes wird auch die Coulombabstoßung des ^{8}Be-Kerns auf das Proton und das Triton deren Relativenergie beeinflussen.

Zu den physikalisch bedingten Ursachen der Verbreiterung der Proximity-Verteilung treten noch experimentelle Ursachen hinzu. Einmal werden die ^{3}He-Geschoßkerne im ^{9}Be-Target mehr oder weniger stark abgebremst, bevor sie die Dreiteilchen-Kernreaktion auslösen. Die Winkel, unter denen die Protonen und Tritonen beobachtet werden, müssen zur Erzielung eines möglichst großen Raumwinkels zwangsläufig streuen. Diese Einflüsse werden ebenfalls mit dem Monte-Carlo-Verfahren in Anhang B simuliert.

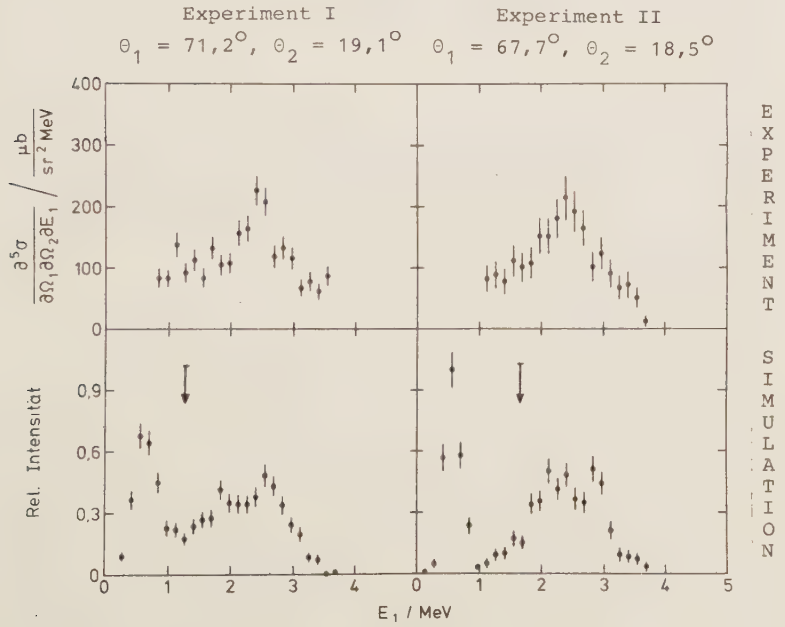
Im nächsten Abschnitt werden die simulierten Projektionsspektren den experimentell gemessenen Projektionsspektren gegenübergestellt. Zum besseren Verständnis der Diskussion sei betont, daß sich an der begrifflichen Struktur der in Abschnitt 3.1 eingeführten kinematischen Größen wie Energien, Entfernungen und Winkel nichts ändert. Auch das Kinematikdiagramm der Abbildung 3.1 behält seine volle Gültigkeit bei. Zwar werden wegen der bei jedem Simulationsversuch neu gewählten Parameter die Längen und Richtungen seiner Geschwindigkeitsvektoren neue Werte annehmen, so daß das Diagramm zu einer Verteilung ver-

schmiert. Erst bei einer statistisch hinreichend großen Zahl von Simulationsversuchen wird sich eine gemittelte Kinematik herauskristallisieren. Daher beziehen sich im folgenden sämtliche Aussagen wie zum Beispiel über die Größe der "inneren" Winkel auf Mittelwerte. In Anhang B sind in den Abbildungen B.12, B.13, B.14, B.16 und B.17 die während der Simulationsrechnungen gewählten kinematischen Parameter als Häufigkeitsverteilungen dargestellt.

6. WERTUNG DER MESSERGEBNISSE HINSICHTLICH DER SIMULATIONSERGEBNISSE

In Abbildung 6.1 sind den bei einer Einschußenergie von 7,08 MeV unter vier verschiedenen Winkeln aufgenommenen Projektionsspektren die durch rechnerische Simulation gewonnenen Spektren gegenübergestellt. Während im Experiment nur in einem Fall (Experiment IV) zwei Überhöhungen auftreten, begegnet man in den simulierten Spektren stets zwei Überhöhungen. Sie sind nach Abschnitt 5 und Anhang B Ausdruck einer Doppeldeutigkeit der Kinematik bezüglich der fest vorgegebenen Laborwinkel. Da aber stets eine der simulierten Überhöhungen um so kleine Protonenenergien zentriert ist, die wegen der im Experiment zwecks Teilchenidentifizierung verwendeten Detektorteleskope unterhalb der Nachweisgrenze liegen, ist diese zweite kinematische Lösung nicht weiter von Interesse. Dagegen fällt die erste kinematische Lösung mit ihren höheren Protonenenergien gut in den experimentell erfaßbaren Bereich. Die Lage der Überhöhung ist für alle vier Winkelstellungen gegenüber den Vorhersagen der "einfachen" Kinematik (siehe Pfeil in Abb. 6.1) zu höheren Protonenenergien verschoben. Die Simulationsrechnung konnte den in Abschnitt 5 qualitativ diskutierten Effekt, daß die Coulombwechselwirkung die Relativenergie des Proton-Triton-Paares erhöht und den Proximity-Peak zu höheren Protonenenergien verschiebt, bestätigen. Die Verschiebung ist gerade so groß, daß unter allen Winkelstellungen mit mindestens einem der experimentellen Maxima bezüglich der Lage Übereinstimmung besteht. Diese Maxima müssen daher als eine experimentelle Identifikation der Proximity-Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ angesehen werden. Natürlich ist es dann notwendig, daß mit den Laborwinkeln diejenigen "inneren" Winkel festgelegt worden sind, unter denen die erste bzw. dritte Reaktionsstufe ablaufen kann. Da zu erwarten ist, daß die Coulombkräfte auch Einfluß auf die in Tabelle 4.1 ursprünglich

vorgesehenen "inneren" Winkel nehmen wird, müssen im Anhang B ihre Häufigkeitsverteilungen simuliert werden. Wie man dort sieht (Abb. B.14 oder Tabelle B.1), fällt für die erste kinematische Lösung bei allen vier Experimenten der Winkel $\alpha(t_p)$ mit seinem Mittelwert zwischen Werte von 52^o und 45^o. Nach Abschnitt 1 (Tabelle 1.1) ist gewährleistet, daß die erste Reaktionsstufe unter diesen Bedingungen mit einem Wirkungsquerschnitt von 0,48 mb/sr bis 0,67 mb/sr abläuft. Die Proximity-Reaktion selbst ist gemäß Abbildung B.15 unter allen Richtungen möglich und erfaßt damit auch den von der Simulation als erste kinematische Lösung ausgewiesenen Stufenwinkelbereich ($\gamma(t_p)$ in Abb. B.14 oder Tabelle B.1). Die starke Variation des mittleren Stufenwinkels in der Experimentreihe I - IV erlaubt eine klare Unterscheidung gegenüber den konkurrierenden Stufenzerfällen der Kerne ^9B und ^{11}B. Der konstante Wert der Proton-Triton-Relativenergie von genau 1,05 MeV steht im Widerspruch zum ^4He-Niveauschema.



Zu Abb. 6.1

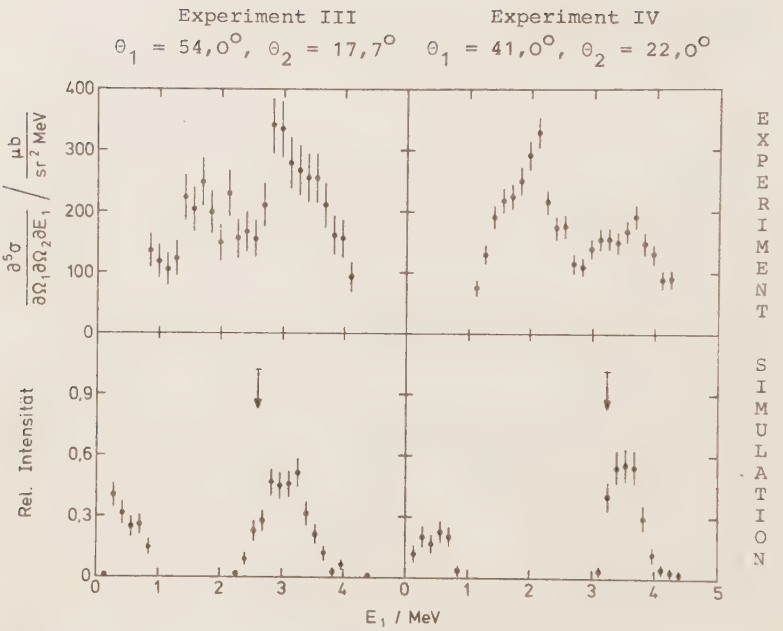


Abb. 6.1:

Gegenüberstellung der Projektionsspektren aus den Experimenten I - IV zu den simulierten Projektionen. E_0 = 7,08 MeV. Die bei großen Protonenenergien angesiedelte erste kinematische Lösung des simulierten Proximity-Peaks korrespondiert je mit den vier einzelnen, experimentell gemessenen Überhöhungen. Die Pfeile markieren die Lage des Proximity-Peaks ohne Coulombwechselwirkung.
Kanalbreite: E_1: 0,1421 MeV

7. VERHALTEN DES EFFEKTS MIT DER EINSCHUSSENERGIE

Bei Konstanthaltung der Einschußenergie E_o besteht bezüglich der reinen Winkelunabhängigkeit der Proton-Triton-Relativenergie kein Unterschied zwischen Proximity-Mechanismus und ^{4}He-Stufenzerfall. Trotzdem wurde bisher ein Beitrag des ^{4}He-Kerns wegen des speziellen, im Widerspruch zu seinem Niveauschema stehenden Zahlenwerts der Proton-Triton-Relativenergie ausgeschlossen. Die Argumentation gerät jedoch dann ins Wanken, wenn man bedenkt, daß die auf das Proximity-Problem zugeschnittene hohe Nachweisempfindlichkeit der angewandten Experimentier- und Auswertetechnik auch in der Lage sein könnte, ein schwach bevölkertes und daher bisher unbekanntes Energieniveau im ^{4}He-Kern aufzuspüren. Weitere Untersuchungen sind notwendig. Nachdem die Möglichkeiten der Winkelvariation bereits ausgeschöpft sind, sei ab jetzt das Verhalten des gemessenen Effekts mit sich ändernder Einschußenergie beobachtet.

7.1 Unterscheidung des Proximity-Mechanismus' vom ^{4}He-Stufenzerfall

Nach Abschnitt 3.2 hängt die Proton-Triton-Relativenergie beim Proximity-Mechanismus von der Einschußenergie ab. Im Interesse einer experimentell eindeutig zu verifizierenden Änderung sollte sich die neue Einschußenergie um mindestens etwa 2 MeV von dem bisherigen Wert E_o = 7,08 MeV abheben. Dabei ist stets zu beachten, daß weder aus rein physikalischen noch aus experimentiertechnischen Gründen der schon an sich recht schwache Effekt beeinträchtigt wird. Senkt man die Einschußenergie zum Beispiel auf 5 MeV ab, so fehlt nach Abschnitt 1 wegen des Ausfalls der ersten Reaktionsstufe bereits

die notwendige Voraussetzung zur Auslösung der Proximity-Reaktion. Ferner schrumpft die kinematische Kurve zusammen, und ihr teilchenidentifizierbarer Ausschnitt bietet keinen Platz mehr zur Darstellung einer Überhöhung. Erhöht man dagegen die Einschußenergie, wird die Darstellung der kinematischen Kurve unproblematisch. Dennoch ist keine Überhöhung zu erwarten, da jetzt das rein physikalische Phänomen der rapid absinkenden Trefferwahrscheinlichkeit zwischen dem Neutron und dem ^{3}He-Kern den Wirkungsquerschnitt für die Proximity-Reaktion schnell unter die Nachweisgrenze drückt, und das kinematische Merkmal der sich ändernden Proton-Triton-Relativenergie wird gegenstandslos. Dieser Nachteil kehrt sich aber zum Vorteil, sobald man unter Verzicht auf die rein kinematische Identifikation die abnehmende Trefferwahrscheinlichkeit als ein Charakteristikum des Proximity-Mechanismus' auffaßt. Im Unterschied zum ^{4}He-Stufenzerfall sollte die Überhöhung in einem Experiment mit erhöhter Einschußenergie verschwinden und erst dann wieder erscheinen, wenn der Teilchenbeschleuniger auf den alten Wert von 7,08 MeV zurückgestellt wird.

Natürlich ist die Identifikation umso stichhaltiger, je mehr ausgeschlossen werden kann, daß sich der in Konkurrenz stehende ^{4}He-Stufenzerfall in gleicher Weise verhält. Es muß vermieden werden, daß die erhöhte Einschußenergie gerade solche Winkel herausgreift, bei denen der Wirkungsquerschnitt für den Stufenzerfall stark unterdrückt ist. Nimmt man an, daß sich seine Charakteristik mit der Einschußenergie nicht entscheidend ändert, so hält man am besten die Winkel konstant. Bei den Winkeln handelt es sich um "innere", den Stufenzerfall beschreibende Größen. Ihr Zusammenhang mit den "inneren" Winkeln aus der Proximity-Reaktion sei an Abbildung 7.1 erklärt.

Beim ^{4}He-Stufenzerfall werden im Gesamt-Schwerpunktsystem in der ersten Reaktionsstufe $^{3}He + {}^{9}Be \rightarrow {}^{8}Be + {}^{4}He^{*}$ die ^{4}He-

Kerne unter dem Winkel α' emittiert und zerfallen dann in der zweiten Stufe in je ein Proton und ein Triton. Deren Verbindungsgerade ist unter dem Winkel γ' zur Flugrichtung des ursprünglichen ^{4}He-Kerns geneigt. Gemäß Abbildung 7.1 läßt sich rein formal der Stufenzerfall aus dem Proximity-Mechanismus konstruieren, wenn man das Neutron sofort mit dem ^{3}He zu ^{4}He bindet, anstatt es zuerst im ^{9}Be*(3,058) zu belassen und dann in der zweiten Reaktionsstufe durch Zerfall des ^{9}Be-Kerns dem ^{3}He-Kern hinterherzuschießen. Dabei bleiben die "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ erhalten. Sie sind sogar identisch mit den Größen α' und γ' des Stufenzerfalls, da beide Mechanismen zu denselben Energien und Winkeln im Laborsystem führen.

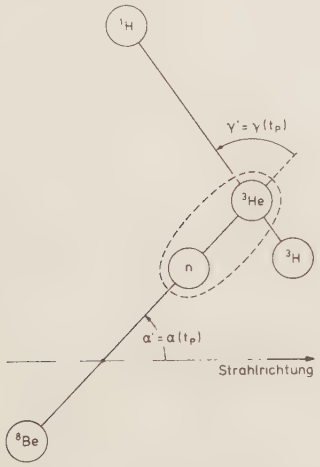


Abb. 7.1: Konstruktion des ^{4}He-Stufenzerfalls aus dem Proximity-Mechanismus. Das gestrichelte Oval symbolisiert die sofortige Bindung des Neutrons an den ^{3}He-Kern zu ^{4}He. Dabei bleiben die "inneren" Winkel erhalten

7.2 Diskussion der Kinematik

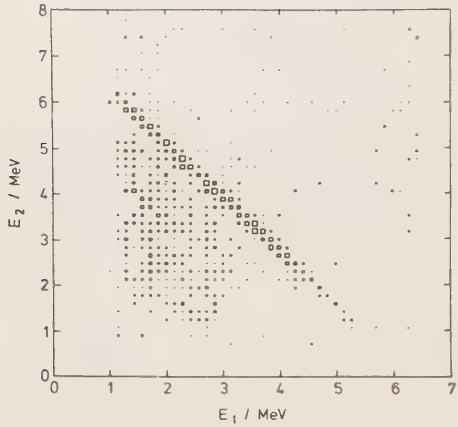
Nach den bereits durchgeführten Experimenten stehen vier verschiedene Winkelstellungen zur Auswahl, unter denen in einem fünften Experiment die Energieabhängigkeit des Effekts beobachtet werden könnte. Am besten sind die Winkelstellungen der Experimente I und II. Erstens liegen dort die Überhöhungen gut in der Mitte des darstellbaren Energiebereichs (Abb. 6.1), und zweitens besagen die Simulationsrechnungen, daß unter Konstanthaltung der "inneren" Winkel beim Erhöhen der Einschußenergie sich die Differenz $\Theta_1 - \Theta_2$ zwischen dem Protonen- und Tritonenlaborwinkel verkleinert, und zwar um so mehr, je kleiner der Stufenwinkel $\gamma(t_p)$ ist. Bereits für Experiment III fiele sie zum Beispiel bei einem Energiewert von $E_0 = 8{,}98$ MeV unter 15°, und die zur Erfassung großer Raumwinkel dicht am Target montierten Teleskope versperrten einander den Platz.

Die neue Einschußenergie, mit der das fünfte Experiment gefahren werden soll, wurde mit $E_0 = 8{,}98$ MeV eben angedeutet. Als Referenz diene die Überhöhung im Projektionsspektrum des Experiments II. Unbefriedigend ist nur die große Differenz der Energiewerte 8,98 MeV und 7,08 MeV. Man läuft Gefahr, daß ein eventuell resonantes Energieverhalten des ^{4}He-Stufenzerfalls die Überhöhung ebenfalls zum Verschwinden bringt. Andererseits kann das Charakteristikum "Überhöhung verschwunden" zur Identifikation des Proximity-Mechanismus' nur dann ausgenutzt werden, wenn die erhöhte Einschußenergie die Trefferwahrscheinlichkeit für das Neutron hinreichend stark reduziert. Die Simulationsrechnungen in Anhang B besagen, daß wegen der Breite des 3,058-MeV-Zustands in ^{9}Be und wegen der Coulombwechselwirkung der Wirkungsquerschnitt langsamer mit der Einschußenergie abfällt, als nach den einfachen Rechnungen des Abschnitts 3.4 zu erwarten wäre. Erst bei $E_0 = 8{,}98$ MeV ist er auf rund 8% seines Wertes bei $E_0 = 7{,}08$ MeV abgesunken. Für das Experiment bedeutet dies "Überhöhung verschwunden".

7.3 Experimente und Ergebnisse

Die Aussage "Überhöhung verschwunden" hat nur dann physikalische Bedeutung, wenn der Experimentator gleichzeitig nachweisen kann, daß seine Experimentier- und Auswertetechnik in der Lage ist, eine Überhöhung zu verifizieren. Daher wurde das Experiment V zusammen mit dem bereits beschriebenen Experiment II in einer Strahlzeit mit ein und demselben Aufbau gefahren. Die in Tabelle 4.2 zusammengestellten Angaben gelten damit auch für Experiment V. Unterschiede bestehen nur in den Laborwinkeln; die Simulationsrechnungen fordern für die erhöhte Einschußenergie E_0 = 8,98 MeV unter Konstanthaltung der "inneren" Winkel für den Protonenwinkel einen Wert von $\Theta_1 = 62{,}3^\circ$ und für den Tritonenwinkel einen Wert von $\Theta_2 = 23{,}7^\circ$.

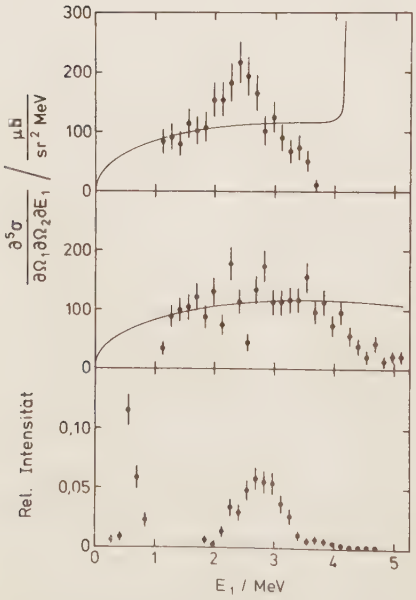
Wie Experiment II führt auch Experiment V auf eine, gegenüber der Proton-Triton-Energieebene deutlich abgesetzte kinematische Kurve (Abb. 7.2). Nach Projektion auf die Protonenenergie-Achse (E_1-Achse) werde das Spektrum dem bereits aus Abbildung 6.1 bekannten Ergebnis des Experiments II (E_0 = 7,08 MeV) gegenübergestellt (Abb. 7.3). Tatsächlich ist durch Anheben der Einschußenergie die Überhöhung verschwunden, obwohl die Experimentiertechnik in der Lage ist, bei E_0 = 7,08 MeV eine Überhöhung zu verifizieren. Eine falsche Wahl der Laborwinkel scheidet ebenfalls aus. Die zu Abbildung 7.3 beigefügte Simulation (Die verminderte Trefferwahrscheinlichkeit wird durch Erhöhen der Simulationsversuche ausgeglichen.) zeigt, daß für die erste kinematische Lösung die Überhöhung energetisch sicher im experimentell darstellbaren Bereich läge. Also muß das Verschwinden der Überhöhung rein physikalischen Ursprungs sein. Da die Anregung des 3,058-MeV-Zustands in ^{9}Be mit E_0 = 8,98 MeV genauso möglich ist wie mit E_0 = 7,08 MeV (Abb. 7.4 oder Tabelle 1.1), wird das Neutron weiterhin hinter dem ^{3}He-Kern hergeschossen, und das Verschwinden der Überhöhung ist ein direktes Abbild der proximity-spezifischen Eigenschaft "Verminderte Trefferwahrscheinlichkeit".



Experiment V
$\Theta_1 = 62,3^o$
$\Theta_2 = 23,7^o$

· 1
• 4- 6
▫ 11-15
□ 22-28

Abb. 7.2:
Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit kinematischer Kurve. ^{3}He-Laboreinschußenergie E_o = 8,98 MeV



Experiment II
E_o = 7,08 MeV

Experiment V
E_o = 8,98 MeV

Simulation zu Experiment V

Abb. 7.3:
Projektionsspektren zur Untersuchung der Energieabhängigkeit. Die bei E_o = 7,08 MeV auftretende Überhöhung verschwindet bei E_o = 8,98 MeV. Die Simulation legt für die erste kinematische Lösung den Proximity-Peak sicher in den experimentell erfaßbaren E_1-Bereich. Durchgezogene Linie = Phasenraumfaktor. Kanalbreite: E_1: 0,1421 MeV

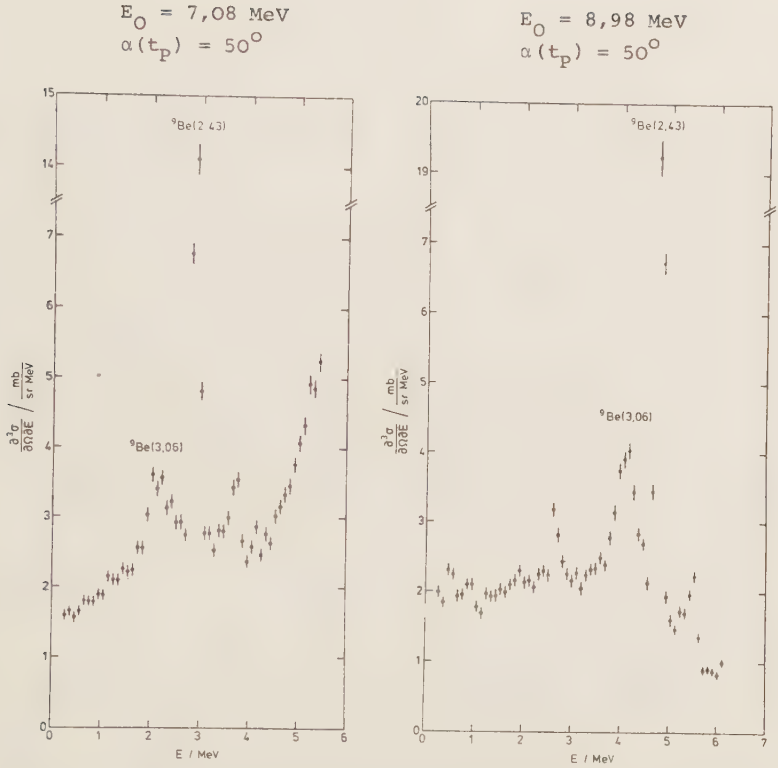


Abb. 7.4: ^{3}He-Spektrum. Die 1. Reaktionsstufe ^{3}He + ^{9}Be → ^{3}He' + ^{9}Be*(3,06) läuft bei E_O = 8,98 MeV genauso ab wie bei E_O = 7,08 MeV, so daß die im Projektionsspektrum verschwundene Überhöhung der proximity-spezifischen verminderten Trefferwahrscheinlichkeit entspricht.

Mit der Wahl der Laborwinkel werden die "inneren" Winkel festgelegt. Wie die simulierten Verteilungen der Abbildung B.19 zeigen, ist die in Abschnitt 7.1 hinsichtlich des ^{4}He-Stufenzerfalls angesprochene Konstanz der "inneren" Winkel gewährleistet. Wichtig ist auch, daß die $\alpha(t_p)$-Häufigkeitsverteilung genau in den Winkelbereich fällt, für den die beiden Spektren der Abbildung 7.4 die erste Reaktionsstufe veri-

fizieren.

Die anhand der Abbildung 7.3 rein optisch gemachte Feststellung "Überhöhung vorhanden - Überhöhung verschwunden" läßt sich durch einen χ-Quadrat-Test quantifizieren. Als mathematische Referenz diene der Ausdruck (7.2) für den Phasenraumfaktor. Tritt nämlich kein so spezieller Prozeß wie der Proximity-Mechanismus auf, so sollte der fünffach-differentielle Wirkungsquerschnitt dem Phasenraumfaktor proportional sein. Die kinematische Analyse der Meßergebnisse in Abschnitt 4.9 hat ergeben, daß keine Konkurrenzzustände selektiv angeregt werden. Die zahlreichen Zustände in den intermediären Systemen ^{12}C und ^{11}B können bezüglich ihrer Phasen gleichverteilt sein, und es ist durchaus verständlich, daß zumindest für einen größeren Protonenenergiebereich das Übergangsmatrixelement strukturlos ist. Theoretisch erwartet man für ein Protonenenergieintervall der Breite ΔE_1 die Zahl

$$N_{th} = C \cdot PF \tag{7.1}$$

von Proton-Triton-Ereignissen, wobei der Phasenraumfaktor PF nach Austausch der Teilchenimpulse in Lek81 durch die kinetischen Energien im Laborsystem folgende Form annimmt:

$$PF = \frac{2\,h^{-6}\, m_1\, m_2^2\, m_3 \sqrt{m_1 E_1}\; E_2}{(m_2+m_3)\sqrt{m_2 E_2} + m_2\sqrt{m_1 E_1}\cos(\theta_2-\theta_1) - m_2\sqrt{m_0 E_0}\cos\theta_2} \,. \tag{7.2}$$

Dabei ist die Energie E_2 des zweiten Teilchens (Triton) mit der Energie E_1 des ersten Teilchens (Proton) über die Gleichung (3.27) verknüpft. Die Konstante C ist so an die je Protonenenergieintervall ΔE_1 experimentell erfaßten Proton-Triton-Ereignisse N_{ex} anzupassen, daß das χ-Quadrat

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(N_{ex} - C \cdot PF)^2}{N_{ex}} \Big/ (N-2) \qquad (7.3)$$

minimal wird. Die Größe N ist die Anzahl der Intervalle ΔE_1.

Im einfachsten Fall wird das Protonenenergieintervall ΔE_1 durch die Kanalbreite vorgegeben. Da aber bei Experiment V (E_0 = 8,98 MeV in Abb. 7.3) die Kanalinhalte stellenweise von Kanal zu Kanal stark oszillieren, vergrößert sich das χ-Quadrat in unphysikalischer Weise. Denn bei Verschiebung des Kanalrasters um etwa eine halbe Kanalbreite lassen sich die Kanäle mit wenig Inhalt auf Kosten der benachbarten Kanäle mit viel Inhalt auffüllen. Daher ist es gerechtfertigt, Kanäle zusammenzufassen und dadurch das Spektrum zu glätten. Liegt allerdings eine Überhöhung wie bei Experiment II (E_0 = 7,08 MeV in Abb. 7.3) vor, so bedingt der systematisch größere Inhalt eines jeden Kanals keine wesentliche Änderung beim Verschieben des Kanalrasters oder Zusammenfassen von Kanälen, und die Überhöhung ist ein echt physikalischer Effekt.

Die Protonenenergien, auf die die Überhöhung kinematisch lokalisiert ist, erstrecken sich für E_0 = 7,08 MeV auf den Bereich 1,13 MeV - 3,40 MeV und für E_0 = 8,98 MeV auf den Bereich 1,27 MeV - 4,11 MeV. Faßt man die Inhalte dreier Kanäle zusammen und minimalisiert das χ-Quadrat gemäß Gleichung (7.3), so erhält man für E_0 = 7,08 MeV einen Wert von χ^2 = 10,2. Bei Erhöhung der Einschußenergie auf E_0 = 8,98 MeV fällt das χ-Quadrat auf 1,2 ab. Dieser Abfall ist die quantitative Formulierung der Aussage " Überhöhung verschwunden".

Der Verlauf des Phasenraumfaktors ist in Abbildung 7.3 durch die durchgezogene Linie dargestellt.

7.4 Absenkung der Einschußenergie

Nach den bisher durchgeführten Experimenten verhält sich der aufgetretene Effekt hinsichtlich der Winkel kinematisch ganz gemäß dem Proximity-Modell und verschwindet sinngemäß bei angehobener Einschußenergie. Der Proximity-Mechanismus sollte damit physikalische Realität besitzen, und es darf erwartet werden, ihn bei abgesenkter Einschußenergie ebenfalls verifizieren zu können. So sei noch ein sechstes Experiment beschrieben, das zur Abrundung der Arbeit noch durchgeführt wurde. Schießt man zum Beispiel die ^{3}He-Kerne mit einer Energie von E_0 = 6,37 MeV auf das ^{9}Be-Target, so reicht die Energie gerade noch aus, trotz Anwendung der $\Delta E/E$-Teilchenidentifizierungstechnik einen hinreichend großen Ausschnitt der kinematischen Kurve zu spektroskopieren. Nach Abbildung 7.5 oder Tabelle 1.1 wird der 3,058-MeV-Zustand in ^{9}Be noch angeregt, allerdings nicht mehr so stark als wie bei E_0 = 7,08 MeV.

Das Experiment VI wurde in derselben Strahlzeit zusammen mit den Experimenten II und V durchgeführt. Der Protonenlaborwinkel $\Theta_1 = 71{,}2^{\circ}$ und der Tritonenlaborwinkel $\Theta_2 = 14{,}9^{\circ}$ belegen die Energieebene längs der in Abbildung 7.6 zu erkennenden kinematischen Kurve. In Abbildung 7.7 wird die Projektion der kinematischen Kurve auf die Protonenenergie-Achse (E_1-Achse) dem simulierten Spektrum gegenübergestellt. Die Simulation besagt, daß sich das Absenken der Einschußenergie nur schwach erhöhend auf die Trefferwahrscheinlichkeit auswirkt (10%). So ist es durchaus verständlich, daß wegen der im Vergleich zu E_0 = 7,08 MeV schwächeren Anregung des ^{9}Be*(3,058)-Niveaus im Projektionsspektrum nur eine schwach ausgeprägte Überhöhung zu sehen ist. Während die bei E_0 = 7,08 MeV durchgeführten Experimente stets in guter Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen standen, ist hier bei E_0 = 6,37 MeV eine Verschiebung des gemessenen Spektrums zu niedrigeren Protonenenergien nicht zu verkennen. Hierin ist nicht unbedingt

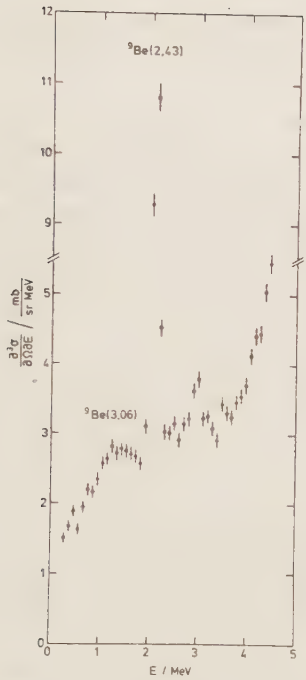


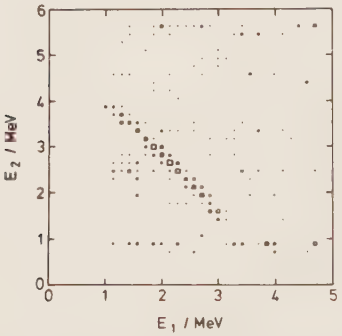
Abb. 7.5: Anregung des 3,058-MeV-Zustands in ^{9}Be bei abgesenkter Einschußenergie

ein Widerspruch zu sehen; da einerseits die Überhöhung in ihrer Intensität abgeschwächt ist, und andererseits die reduzierte Einschußenergie nur einen schmalen Ausschnitt der kinematischen Kurve zu erfassen gestattet, sollte man der energetischen Lage nicht die strenge Bedeutung beimessen wie in den Experimenten mit E_o = 7,08 MeV. Zieht man sich auf einen mehr qualitativeren Standpunkt zurück, so steht die Existenz der Überhöhung außer Zweifel und repräsentiert die Proximity-Reaktion n + ^{3}He → ^{1}H + ^{3}H bei abgesenkter Einschußenergie.

Wie bei allen bisherigen Experimenten lassen die Laborwinkel zwei kinematische Lösungen für die "inneren" Winkel zu (Abb. B.20), wobei wieder nur die erste kinematische Lösung

experimentell von Interesse ist. Ihre $\alpha(t_p)$-Verteilung ist konsistent mit dem Winkel zu dem ^{3}He-Spektrum in Abbildung 7.5.

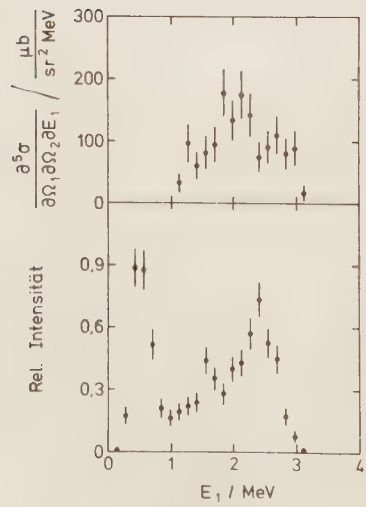
Die drei Experimente II, V und VI wurden während einer Strahlzeit mit ein und demselben Aufbau gefahren. Der Fehler, mit dem die Wirkungsquerschnitte ihrer Projektionsspektren miteinander verglichen werden können, setzt sich somit nur aus dem Fehler der Ladungsmessung (1%) und dem Totzeitkorrekturfehler (5%) zusammen.



Experiment VI
$\Theta_1 = 71{,}2^o$
$\Theta_2 = 14{,}9^o$

· 1
· 4- 6
▫ 11-15
▫ 16-21

Abb. 7.6:
Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit kinematischer Kurve.
^{3}He-Laboreinschußenergie
$E_O = 6{,}37$ MeV



Experiment VI
$E_O = 6{,}37$ MeV

Simulation zu Experiment VI

Abb. 7.7: Experimentelles und simuliertes Projektionsspektrum zu Experiment VI.
Kanalbreite: E_1: 0,1421 MeV

8. DISKUSSION

Das Ziel der Arbeit, die Verifizierung der Kernreaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ als Proximity-Reaktion, ist erreicht worden. Insbesondere die Anwendung der Teilchenidentifizierung erlaubte es, trotz der zahlreichen Zerfallskanäle des ^{12}C - Systems die wenigen Proton-Triton-Koinzidenzen auszulesen. Die Überhöhungen in den Projektionsspektren liegen stets außerhalb der statistischen Schwankungen. Ihr durchschnittlicher Wirkungsquerschnitt $\partial^4\sigma/\partial\Omega_1\partial\Omega_2$ von rund 90 µb/sr^2 übertrifft die Abschätzung aus Abschnitt 3.4 um vier Größenordnungen. Im klassischen Bild erklärt sich dieser Intensitätszuwachs zumindest qualitativ durch die den Trefferabstand verkürzende Coulombwechselwirkung. Die spezifische Winkelabhängigkeit der Überhöhungen identifiziert den Proximity-Mechanismus gegenüber den Stufenzerfällen der Kerne ^9B und ^{11}B. Geht man von den bekannten Energieniveaus des ^4He-Kerns aus, so scheidet dessen Beitrag ebenfalls aus. Gegen die Anregung eines bisher unbekannten Niveaus spricht das Verschwinden der Überhöhung bei angehobener Einschußenergie. Die Argumentation setzt allerdings voraus, daß weder Winkelkorrelationseffekte noch resonantes Verhalten die Überhöhung ebenfalls verschwinden lassen. Das Problem der Winkelkorrelation wurde unter Annahme unveränderter Charakteristik durch Konstanthaltung der "inneren" Winkel eingegrenzt. Inwieweit diese Annahme und das nichtresonante Verhalten für das etwaige ^4He-Niveau wahr sind, könnte nur durch unabhängige, den Proximity-Mechanismus ausschließende Experimente am ^4He-Kern festgestellt werden.

Ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist der Einfluß der Coulombwechselwirkung auf die Kinematik des Proximity-Prozesses. Ihre klassische Behandlung erklärt alle vier bei der Energie von E_0 = 7,08 MeV gewonnenen experimentellen Ergebnisse. Die Diskrepanz bei E_0 = 6,37 MeV wurde bereits in Abschnitt 7.4 als nicht bedeutend angesehen.

Die Konsistenz der klassischen Mechanik mit den Messungen unter Einwirkung der Coulombwechselwirkung ist ein rein experimentelles Ergebnis. Die Aussagen der in der Einleitung zitierten Arbeiten, daß die Singularitäten im Phasenraum genau einer klassischen Interpretation der Graphen der Vielfachstreureihe entsprechen, bezieht sich auf ungeladene Teilchen. Die Übertragung auf den Fall der geladenen Teilchen ist problematisch. Die Glieder der Vielfachstreureihe bauen sich aus den der Zweiteilchen-Kernphysik entnommenen t-Operatoren auf. Ihre Matrixelemente koppeln jeweils Zustände mit exakt definiertem Eingangs- und Ausgangsimpuls, und die örtliche Lokalisierung der einzelnen Reaktionsstufen wird unbestimmt. Da ohne Coulombwechselwirkung sämtliche Energien stets als kinetische Energien vorliegen, ist für die Kinematik eine Ortsaussage auch gar nicht notwendig. Setzt die Coulombwechselwirkung ein, so wird eine Ortsangabe unumgänglich. Denn nur die kurze Entfernung von einigen fm (Abb. B.13), in der sich die Proximity-Reaktion abspielt, hält einen Teil der ^{3}He - ^{8}Be - Relativenergie als Coulombenergie zurück. Die ^{3}He - n - bzw. Proton-Triton-Relativenergie wächst an und verschiebt den Proximity-Peak zu höheren Protonenenergien.

Die Ortsangabe widerspricht näherungsweise dann nicht der definierten Impulsbeschreibung der Vielfachstreureihe, solange sie mit einer im Vergleich zur Wellenlänge großen Unschärfe verbunden ist. Die Ortsangabe hat nur dann einen Sinn, wenn ihre Unschärfe klein gegenüber den internuklearen Dimensionen ist. Diese Frage kann mit Hilfe der simulierten Verteilungen aus Abbildung B.16 und B.13 leicht beantwortet werden. Für die mittlere Relativenergie e_{6-5} des ^{3}He - n - Systems von rund 0,3 MeV (Abb. B.16) errechnet sich eine Relativwellenlänge von 61 fm. Dieser Wert ist größer als der mittlere Trefferabstand D_{P-R} (Abb. B.13). Damit widerspricht die Ortsangabe auf jeden Fall der definierten Impulsbeschreibung. Daß dennoch die experimentellen Ergebnisse konsistent mit der klassischen Beschreibung sind, ist ad hoc nicht zu verstehen. Für den Theoretiker stellt sich die Aufgabe, das Verhalten der

Singularitäten in der Vielfachstreureihe unter Einbeziehung der Coulombwechselwirkung zu studieren.

Anhang A ENERGIEWALK-ANALYSE

Nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit hat die Coulombwechselwirkung die Eigenschaft, die Proximity-Ereignisse längs der kinematischen Kurve zu höheren Protonenenergien zu verschieben und dabei zwangsläufig die Tritonenenergie zu verkleinern. Da dieser Effekt vor Durchführung des Experiments III noch unbekannt war (er ist eines der Ergebnisse dieser Arbeit), ist die Überhöhung bedrohlich nahe an die Grenze des Energiebereichs gerückt, für den eine vollständige Teilchenidentifizierung noch möglich ist (Abb. A.1). Für Protonenenergien, die oberhalb E_1 = 3,55 MeV liegen, ist die Tritonenenergie so klein, daß die Teilchen im ΔE_2-Detektor vollständig abgebremst werden, und ihre Identifizierung nicht mehr möglich ist. Dennoch ist es notwendig, die Belegung der kinematischen Kurve auch in diesem Bereich darzustellen. Schließlich zeichnet sich eine Überhöhung erst dadurch aus, daß ihre benachbarten Stellen schwächer belegt sind.

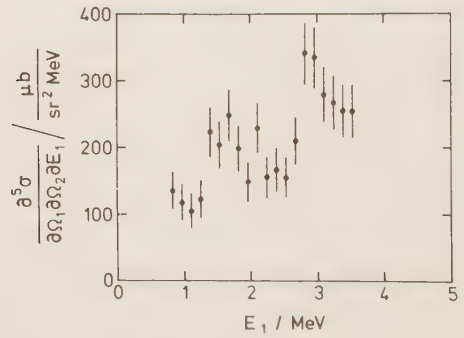


Abb. A.1: Projektion des vollständig teilchenidentifizierten Bereichs der kinematischen Kurve auf die Protonenenergie-Achse (E_1-Achse) bei Experiment III. E_0 = 7,08 MeV. Die sichere Verifizierung der Überhöhung erfordert die Darstellung der kinematischen Kurve auch für Protonenenergien oberhalb 3,55 MeV

In Abbildung A.2 ist die Proton-Triton-Energieebene zu Experiment III dargestellt. Sie ist nur mit Ereignissen belegt, die im Zeitspektrum innerhalb des die Gleichzeitigkeit umfassenden Zeitfensters liegen. Für Tritonenenergien oberhalb E_2 = 1,58 MeV ist wegen der vollständigen Teilchenidentifizierung die Ebene nur schwach belegt, und die kinematische Kurve ist deutlich zu erkennen. Unterhalb 1,58 MeV sucht man vergeblich nach der kinematischen Kurve. Obwohl die Ereignisse im Teleskop 1 nach wie vor nach Protonen identifiziert werden können, ermöglicht jetzt das fehlende Merkmal "Triton" den zufälligen Koinzidenzen, die Energieebene so stark zu belegen, daß keine kinematische Kurve mehr zu erkennen ist. Nur eine drastische Reduktion der zufälligen Ereignisse kann vielleicht die Gewähr bieten, doch noch etwas von der Kurve sichtbar zu machen.

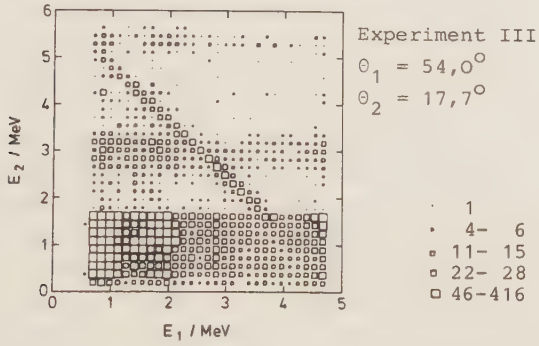


Abb. A.2: Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene zu Experiment III. E_0 = 7,08 MeV. Unterhalb E_2 = 1,58 MeV ist wegen der fehlenden Tritonenidentifizierung die kinematische Kurve nicht mehr zu erkennen

Der Beitrag an zufälligen Ereignissen ließe sich verringern, wenn das Zeitfenster im Zeitspektrum schmäler gesetzt werden könnte. Es muß in einer Weise geschehen, ohne dabei auch echte Koinzidenzen zu verwerfen. Die auf den ersten Blick einander ausschließenden Forderungen lassen sich gleichzeitig erfüllen,

wenn die Ursachen, die die Breite des Zeitpeaks bedingen, aufgeschlüsselt werden. Die Verschmierung der Gleichzeitigkeit hat drei Gründe: Laufzeitunterschied, Timewalk und Zeitjitter. Der Zeitjitter setzt sich aus dem Rauschen der Detektoren und der endlichen Zeitauflösung der Elektronik zusammen, ist rein statistischer Natur und daher nicht systematisch zu analysieren. Der Timewalk ist ebenfalls an die Qualität der Elektronik gebunden. Er besitzt jedoch eine systematische Korrelation mit der Energie des nachgewiesenen Teilchens. Nach Abschnitt 4.3 wird das Energiesignal des Vorverstärkers im Hauptverstärker zu einem bipolaren Signal geformt, dessen zeitliche Fixierung über den Nulldurchgang erfolgt. Solange die Form des bipolaren Signals von seiner Amplitudenhöhe unabhängig ist, erfolgt der Nulldurchgang immer zum selben Zeitpunkt. Erfahrungsgemäß treten jedoch insbesondere bei kleinen Energiesignalen Formverzerrungen auf, und trotz besten Abgleichs am "Walk Adjust" des Timing-Single Channel Analyzers TSCA läßt es sich nicht vermeiden, daß die zeitliche Fixierung des Ereignisses von der Teilchenenergie abhängt. Diese Energie-Zeitbeziehung ist jedoch genauso exakt definiert wie beim Laufzeitunterschied. Dieser ist unabhängig von der Elektronik und besagt, daß die Laufzeit eines Teilchens mit der Masse m vom Target bis zum Detektor über die Entfernung Target - Detektor eindeutig mit der Teilchenenergie verknüpft ist. Greift man jetzt eine Energie aus der Gesamtheit aller möglichen Teilchenenergien heraus, so eliminiert man in der Zeitverteilung Time-Walk und Laufzeitunterschied, und die Breite wird nur noch vom Zeitjitter bestimmt. Die Gesamtheit aller derart gewonnenen Zeitspektren wird sichtbar, wenn in einer Zeit-Energieebene die Ereignisse zweiparametrig einsortiert werden.

Zur Gewinnung der Zeit/Energie-Verteilung legt man innerhalb des Bereichs der Proton-Triton-Energieebene, für den noch eine vollständige Teilchenidentifizierung möglich ist, ein Fenster um die kinematische Kurve. Es bietet die Gewähr, daß abgesehen von einem kleinen Untergrund nur echte Proton-

Triton-Koinzidenzen erfaßt werden. Wählt man einen Punkt auf der kinematischen Kurve aus, so liegen Protonen- und Tritonenenergie eindeutig fest. Wegen der bis auf kleine Energiestragglingeffekte ebenfalls eindeutigen Zerlegung der Teilchenenergie in Energieverlust des ΔE-Detektors und Restenergie des E-Detektors wird zwischen der Zeit $\Delta t_{1,2}$ und jeder der vier Energien eine feste Korrelation bestehen. Nachdem die Zeitinformation im Experiment III zwischen dem ΔE_2-Detektor und dem E_1-Detektor abgenommen wurde, ist es sicher zweckmäßig, gerade eines dieser Signale gegen die Zeit $\Delta t_{1,2}$ aufzutragen. Bezieht man sich auf das ΔE_2-Signal, so erkennt man in Abbildung A.3 eine starke Anhäufung der Proton-Triton-Koinzidenzen längs einer bei kleinen Tritonenenergieverlusten abknickenden Bande. Sie ist umgeben von einem schwach belegten Untergrund.

Die Verteilung der Ereignisse in der Zeit/Energie-Ebene wird verständlich, wenn man sie mit der kinematischen Kurve (Abb. A.2) in Beziehung setzt. Danach sind Protonen mit kleiner Energie Tritonen mit großer Energie zugeordnet, die ihrerseits nach dem Teilchenidentifizierungsspektrum (Abb. 4.3 oder Abb. 4.4) gerade dann ein Minimum an Energie im ΔE_2-Detektor hinterlassen. Dagegen verlieren die niederenergetischen Protonen im ΔE_1-Detektor besonders viel Energie, und der verbleibende Rest kann im Hauptverstärker nur noch ein bipolares Signal von kleiner Amplitude erzeugen. Wandert man jetzt auf der kinematischen Kurve zu etwas höheren Protonenenergien, dann verschieben der Time-Walk und der bei kleinen Energien stärker in Erscheinung tretende Laufzeiteffekt die Ereignisse zu größeren Zeiten $\Delta t_{1,2}$, während die abnehmende Energie der Tritonen ihren Energieverlust im ΔE_2-Detektor erhöht. Bei noch größeren Protonenenergien verlieren Timewalk und Laufzeiteffekt an Bedeutung, und die bis jetzt stark gekrümmte Zeit/Energie-Bande schlägt einen parallel zur ΔE_2-Achse verlaufenden Kurs ein. Der Tritonenenergieverlust wächst weiter an und erreicht seinen maximalen Wert in dem Augenblick, wo die Tritonen gerade noch den ΔE_2-Detektor zu durchdringen vermögen. Diese Stelle

markiert auf der kinematischen Kurve die hochenergetische Protonenenergiegrenze (E_1 = 3,55 MeV) für vollständige Teilchenidentifizierung.

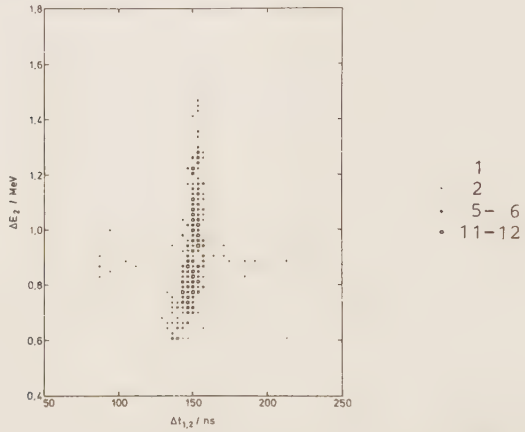


Abb. A.3: Zeit($\Delta t_{1,2}$)/Energie(ΔE_2)-Verteilung der auf der kinematischen Kurve liegenden Proton-Triton-Ereignisse zu Experiment III. Laufzeiteffekte und Timewalk krümmen die Zeit/Energie-Bande bei kleinen Tritonenenergieverlustwerten

Am Verlauf der Zeit/Energie-Bande sieht man, daß zur Erfassung der Proton-Triton-Koinzidenzen mit großer Protonenenergie unter Verzicht der kleinen Protonenenergien ein weitaus schmäleres Zeitfenster ausreichend ist. Da die Energiesignale der Protonen den dynamischen Bereich des E_1-Hauptverstärkers nur knapp über die Hälfte aussteuerten, lagen sie im günstigsten Arbeitsbereich des Verstärkers, so daß eine Erhöhung der Protonenenergie zu keinem nennenswerten Timewalk mehr führt. Die Signale des ΔE_2-Detektors werden jetzt wieder kleiner. Sie durchlaufen nun als Energiesignale denselben Wertebereich der ehemaligen Energieverluste. Die Geradlinigkeit der Zeit/Energie-Bande zeigt, daß bei nicht zu kleinen ΔE_2-Signale kein Timewalk auftritt. Daraus kann geschlossen werden, daß auch bei einem schmalen Zeitfenster alle Proton-Triton-Koinzidenzen mit

im ΔE_2-Detektor gebremsten Tritonen noch erfaßt werden, während der Untergrund an zufälligen Ereignissen reduziert wird. So kann man in Abbildung A.4 im Gegensatz zu Abbildung dung A.2 die kinematische Kurve tatsächlich auch bei kleinen Tritonenenergien noch verfolgen. Der verbleibende Rest an Untergrund wird gemäß Abschnitt 4.7 analysiert und abgezogen (Abb. A.5). Nach Projektion auf die Protonenenergie-Achse ergänzt sich die Abbildung A.1 zu einem Spektrum, dessen Überhöhung sich nach beiden Seiten hin deutlich identifiziert (Abb. 4.15 - Experiment III).

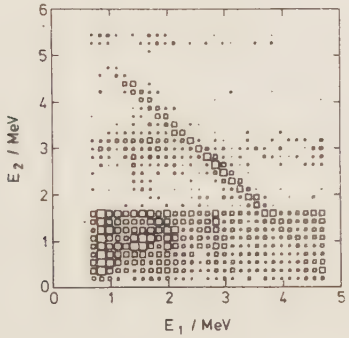


Abb. A.4:

Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit schmalem Zeitfenster zu Experiment III. Durch Reduktion des Untergrunds läßt sich die kinematische Kurve auch bei kleinen Tritonenenergien noch verfolgen

· 1
• 4- 6
◦ 11- 15
▫ 22- 28
□ 46-127

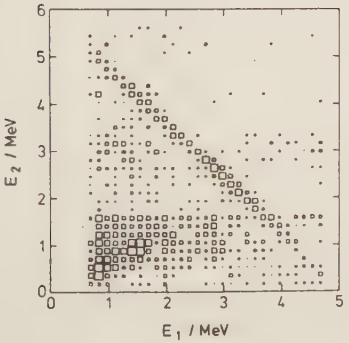


Abb. A.5:

Differenzspektrum. Die Projektion seiner kinematischen Kurve ergänzt Abb. A.1 zu dem vollstängigen Spektrum der Abb. 4.15 - Experiment III

Die Experimente I und III wurden während einer Strahlzeit durchgeführt. So ließ sich die Energiewalk-Analyse auch auf das erste Experiment anwenden. Zwar liegt hier die Überhöhung noch eindeutig im vollständig teilchenidentifizierbaren Bereich der kinematischen Kurve; dennoch ist es nicht von Nachteil, daß die letzten vier Meßpunkte seines in Abbildung 4.15 - Experiment I dargestellten Projektionsspektrums hinzugewonnen werden konnten.

Anhang B RECHNERISCHE SIMULATION DES PROXIMITY-MECHANISMUS' MIT COULOMBWECHSELWIRKUNG

Das Coulombpotential $V_{i,j}$ von zwei Teilchen mit den Massenzahlen m_i und m_j und den Kernladungszahlen Z_i und Z_j hängt mit dem Kanalradius

$$R_{i,j} = 1{,}4 \text{ fm } (m_i^{1/3}+m_j^{1/3}) \tag{B.1}$$

und der Coulombbarriere

$$C_{i,j} = 1{,}44 \text{ MeV fm } \frac{Z_i Z_j}{R_{i,j}} \tag{B.2}$$

wie folgt vom im allgemeinen mit der Zeit t veränderlichen Relativabstand $\vec{r}_{i,j}(t)$ ab. Für $|\vec{r}_{i,j}(t)| \geq R_{i,j}$ gilt:

$$V_{i,j} = \frac{R_{i,j}\, C_{i,j}}{|\vec{r}_{i-j}(t)|} \,. \tag{B.3}$$

Bei Anwendung von Gleichung (B.3) auf den Ausgangskanal der ersten Reaktionsstufe ergibt sich für die Coulombwechselwirkung der Kerne 6 (^{3}He) und R (^{9}Be (3,058)):

$$V_{6,R} = \frac{R_{6,R}\, C_{6,R}}{|\vec{r}_{6-R}(t)|} \,. \tag{B.4}$$

Das Potential ist in Abbildung B.1 graphisch dargestellt.

Eine exakte mathematische Beschreibung des gesamten Dreiteilchen-Reaktionsmechanismus' erforderte eine Lösung der Schrödingergleichung für sämtliche Atomkerne unter Berücksichtigung des Coulombpotentials (B.3). Da sich die

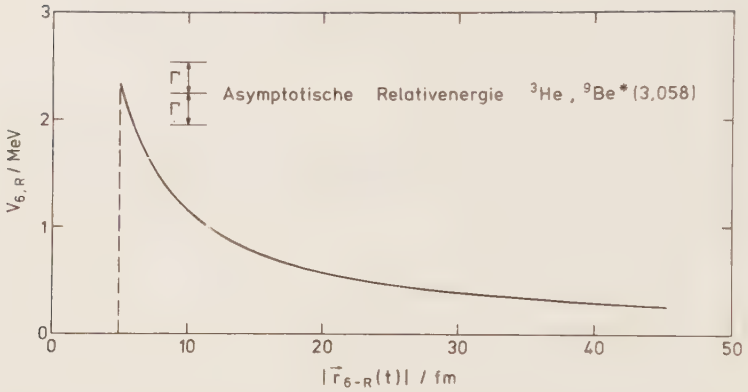


Abb. B.1: Coulombpotential $V_{6,R}$ zwischen den Kernen ^{3}He und ^{9}Be*(3,058). Die asymptotische ^{3}He - ^{9}Be - Relativenergie streut im Rahmen der Breite Γ = 0,292 MeV um die Coulombbarriere

Kerne in den Reaktionsstufen immer wieder umwandeln, und ihre Lebensdauern mit den Schwingungsdauern ihrer Wellenfunktionen vergleichbar sind, müßte die Lösung der Schrödinger-Gleichung sogar eine Zeitabhängigkeit enthalten. Nachdem uns für ein derart komplexes Problem keine Lösung bekannt war, werden die weiteren Überlegungen nur Modellcharakter auf Grundlage der klassischen Newton'schen Mechanik besitzen können.

B.1 Kinematik

Sämtliche Experimente zur Identifikation der Proximity-Reaktion n + ^{3}He → ^{1}H + ^{3}H werden in koplanarer Geometrie ausgeführt. Das heißt, daß die durch die Mittelpunkte von Target und Detektorblenden aufgespannte Ebene die Strahlrichtung enthält. Die endliche Ausdehnung des vom Strahl getroffenen Targetflecks und die Größe der Detektorblenden

bewirken jedoch, daß die Flugbahnen der Teilchen auch schräg zu dieser Ebene verlaufen können. Ihr Azimutalwinkel Φ weist daher Schwankungen um einen mittleren Wert O auf. Sie übertragen sich auf die Energie des Teilchens. Dank der symmetrischen Energieabhängigkeit bezüglich des Azimutalwinkels $\Phi = O$ sind diese Effekte nur von zweiter Größenordnung und können vernachlässigt werden. Damit reduziert sich das an sich dreidimensionale Problem auf zwei Dimensionen.

Die Rechnungen gliedern sich in vier Phasen. Zuerst wird das Auseinanderfliegen der Ausgangskanalteilchen 6 (^{3}He) und R (^{9}Be*(3,058)) in der ersten Reaktionsstufe beschrieben. Mit der Emission von Teilchen 5 (Neutron) beginnt die zweite Phase. Sie endet, sobald das Neutron den ^{3}He-Kern eingeholt hat. Die drei Teilchen 1, 2 und 3 (^{1}H, ^{3}H und ^{8}Be) gehören der dritten Phase an. Sie kann bereits als abgeschlossen betrachtet werden, sobald die Entfernungen unter den Teilchen so stark zugenommen haben, daß die Coulombwechselwirkung vernachlässigbar klein wird. Da ihre Behandlung im Gesamt-Schwerpunktsystem (kleine Buchstaben für Orte, Geschwindigkeiten, Winkel und kinetische Energien) erfolgt, wird in der vierten Phase ins Laborsystem (große Buchstaben für Orte, Geschwindigkeiten, Winkel und kinetische Energien) transformiert.

Zur eindeutigen Lösung der klassischen Bewegungsgleichungen ist eine genaue Kenntnis der Anfangsbedingungen (Orte und Geschwindigkeiten) zu Beginn jeder Phase notwendig. Für die erste Phase sind sie bereits durch die in der ersten Reaktionsstufe umgesetzten Energien und die Größe der Atomkerne festgelegt. Für die beiden anderen Phasen sind sie erst formulierbar, wenn die Rechenergebnisse der vorhergehenden Phase feststehen. Demnach lautet die Rechenaufgabe für jede Phase: Bestimmung von Ort und Geschwindigkeiten am Ende der Phase.

Phase I: Relativbewegung der Teilchen 6 und R

Im Gesamt-Schwerpunktsystem fliegen der Geschoßkern O (^{3}He) und der Targetkern T (^{9}Be) mit den Massenzahlen m_O und m_T aufeinander zu. Die erste Reaktionsstufe führt zu den Teilchen 6 (^{3}He) und R (^{9}Be*(3,058)). Sie fliegen mit wachsender Relativgeschwindigkeit $\dot{\vec{r}}_{6-R}(t)$ voneinander weg (Abb. B.2). Die Differentialgleichung für ihren Relativabstand, der als vektorielle Größe $\vec{r}_{6-R}(t)$ wie der Einheitsvektor $\vec{a}$ um den ersten "inneren" Winkel α (Abschnitt 3.1) zur Strahlrichtung geneigt sei,

$$\vec{r}_{6-R}(t) = |\vec{r}_{6-R}(t)| \cdot \vec{a} \quad , \tag{B.5}$$

ergibt sich aus dem Energieerhaltungssatz. Die ins Gesamt-Schwerpunktsystem transformierte Einschußenergie E_O und der um die Anregungsenergie E_X des R-Kerns verminderte Q_I-Wert der ersten Reaktionsstufe teilen sich zu jedem Zeitpunkt t in Coulombenergie (siehe Gleichung B.4) und kinetische Relativenergie auf:

$$\frac{m_T}{m_O+m_T} E_O + Q_I - E_X = \frac{R_{6,R}\, C_{6,R}}{|\vec{r}_{6-R}(t)|} + \frac{1}{2} \frac{m_6 \cdot m_R}{m_6+m_R} |\dot{\vec{r}}_{6-R}(t)|^2 \quad . \tag{B.6}$$

Dabei sind $R_{6,R}$ und $C_{6,R}$ nach Gleichungen (B.1) und (B.2) Kanalradius und Coulombbarriere der beiden Kerne mit den Massenzahlen m_6 und m_R.

Sämtliche Energien, Längen und Zeiten haben in Gleichung (B.6) die Dimensionen MeV, fm und fm/$\sqrt{\text{MeV}}$. Mit Einführung der dimensionslosen Größen $C'_{6,R}$, t', $\vec{r}'_{6-R}(t')$ und der Ableitung $\dot{\vec{r}}'_{6-R}(t')$ nach der dimensionslosen Zeit t' läßt sich Gleichung (B.6) vereinfachen. $C'_{6,R}$ setzt die Coulombbarriere ins Verhältnis zu dem asymptotischen Wert der Relativenergie, die sich in unendlicher Entfernung zwischen den Teil-

chen 6 und R einstellt. Ihr Relativabstand wächst dann gleichförmig mit der Zeit t'. Bei Änderung um genau einen Kanalradius nimmt die dimensionslose Zeitgröße t' um eine Einheit zu. Macht man den Kanalradius zum Längenmaßstab, so transformiert sich der Relativabstand $\vec{r}_{6-R}(t)$ der Teilchen 6 und R in die dimensionslose Größe $\vec{r}'_{6-R}(t')$.

$$C'_{6,R} = \frac{C_{6,R}}{\frac{m_T}{m_O+m_T} E_O + Q_I - E_X} , \tag{B.7}$$

$$t' = \frac{\sqrt{2 \frac{m_O+m_T}{m_6 \cdot m_R} \left(\frac{m_T}{m_O+m_T} E_O + Q_I - E_X \right)}}{R_{6,R}} \cdot t , \tag{B.8}$$

$$\vec{r}'_{6-R}(t') = \frac{1}{R_{6,R}} \cdot \vec{r}_{6-R}(t) , \tag{B.9}$$

und damit folgt:

$$1 = \frac{C'_{6,R}}{|\vec{r}'_{6-R}(t')|} + |\dot{\vec{r}}'_{6-R}(t')|^2 . \tag{B.10}$$

Diese Differentialgleichung hat folgende Lösung:

$$t' = \sqrt{|\vec{r}'_{6-R}(t')| \cdot \left(|\vec{r}'_{6-R}(t')| - C'_{6,R} \right)}$$

$$+ C'_{6,R} \ln \left(\sqrt{|\vec{r}'_{6-R}(t')|} + \sqrt{|\vec{r}'_{6-R}(t')| - C'_{6,R}} \right)$$

$$+ a'_I . \tag{B.11}$$

Die Integrationskonstante a'_I wird durch die Anfangsbe-

dingungen zur Zeit t' = 0, wenn die beiden Teilchen im Ausgangskanal gerade entstanden sind, festgelegt. Dabei ist je nach Größe von $C'_{6,R}$ zwischen zwei Fällen zu unterscheiden:

1. Fall: $C'_{6,R} \leq 1$

Die Coulombbarriere liegt unter dem asymptotischen Wert der Energie für die Relativbewegung der Teilchen 6 und R, und die beiden Kerne mögen als eigenständige Gebilde zu existieren beginnen, wenn sie sich gerade mit ihren Oberflächen noch berühren. Ihre Schwerpunkte sind dann genau um einen Kanalradius voneinander entfernt ($|\vec{r}'_{6-R}(0)| = 1$). Der Ausgangskanal besitzt genügend Energie zur Überwindung des Coulombwalls, und die Integrationskonstante a'_I errechnet sich zu

$$a'_I = - C'_{6,R} \cdot \ln \left(1+\sqrt{1-C'_{6,R}}\right) - \sqrt{1-C'_{6,R}} \cdot \qquad \text{(B.12)}$$

2. Fall: $C'_{6,R} > 1$

Die asymptotische Relativenergie zwischen den Teilchen 6 und R liegt unterhalb des Coulombwalls und reicht daher nicht mehr aus, ihn zu überwinden. Nimmt man weiterhin an, daß sich die Teilchen zur Zeit t' = 0 noch berühren, so führt das klassische Rechenmodell bei Beginn der Relativbewegung auf einen negativen Wert für die kinetische Energie. Als Ausweg bietet sich an, die beiden Kerne erst in einer so großen Entfernung voneinander als eigenständige Strukturen existieren zu lassen, wenn die Coulombwechselwirkungsenergie bereits auf den asymptotischen Wert der Relativenergie abgesunken ist. Dann setzt die Anfangsbedingung $|\vec{r}'_{6-R}(t')| = C'_{6,R}$ für t' = 0 die Integrationskonstante a'_I zu

$$a'_I = - \frac{1}{2} C'_{6,R} \ln C'_{6,R} \qquad \text{(B.13)}$$

fest.

In Abbildung B.1 wird für eine Einschußenergie von E_O = 7,08 MeV die asymptotische Relativenergie des Systems ^{3}He, ^{9}Be*(3,058) mit seiner Coulombbarriere verglichen. Bei einer Anregungsenergie von 3,058 MeV reicht jene gerade noch aus, den Coulombwall zu überwinden. Die Breite des ^{9}Be-Zustandes (Γ = 0,292 MeV) läßt die Relativenergie jedoch nach beiden Seiten hin streuen. Die Simulationsrechnung wird daher den Fall $C'_{6,R} \leq 1$ und $C'_{6,R} > 1$ gleichermaßen berücksichtigen müssen.

Gleichung (B.11) mit der Integrationskonstanten a'_I (B.12 oder B.13) beschreibt das Anwachsen des Relativabstandes $|\vec{r}'_{6-R}(t')|$ der Teilchen 6 (^{3}He) und R (^{9}Be*(3,058)) mit der Zeit t'. Von besonderem Interesse ist der Zeitpunkt t'_Z, zu dem der R-Kern das Teilchen 5 (Neutron) emittiert. Allerdings ist es nicht möglich, einen analytischen Ausdruck für $|\vec{r}'_{6-R}(t'_Z)|$ anzugeben. Man hilft sich mit numerischen Näherungsverfahren, wie zum Beispiel dem Newton'schen Tangentenverfahren (Zur65).

Durch Umkehrung der Transformationen (B.8) und (B.9) lassen sich die Zeit und der Relativabstand wieder in ihren ursprünglichen Einheiten fm/$\sqrt{\text{MeV}}$ und fm ausdrücken.

$$t_Z = \frac{R_{6,R}}{\sqrt{2\,\frac{m_O+m_T}{m_6\cdot m_R}\,\left(\frac{m_T}{m_O+m_T}\,E_O + Q_I - E_X\right)}}\; t'_Z \;, \qquad \text{(B.14)}$$

$$\vec{r}_{6-R}(t_Z) = R_{6,R} \cdot \vec{r}'_{6-R}(t'_Z) \;. \qquad \text{(B.15)}$$

Mit dem bekannten Relativabstand $\vec{r}_{6-R}(t_Z)$ folgt aus dem Energiesatz (B.6) die Relativgeschwindigkeit mit der Dimension $\sqrt{\text{MeV}}$:

$$\dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) = \sqrt{2\,\frac{m_O+m_T}{m_6 \cdot m_R}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m_T}{m_O+m_T}\,E_O + Q_I - E_X - \frac{R_{6,R}\cdot C_{6,R}}{|\vec{r}_{6-R}(t_Z)|}\right)}\,\vec{a}\,. \qquad (B.16)$$

Dabei sei vereinbart, daß die Relativgeschwindigkeit als Vektor durch den Einheitsvektor $\vec{a}$ in die Flugrichtung des Teilchens 6 ausgerichtet werde.

Teilchen 6 und R stellen den im Gesamt-Schwerpunktsystem stets in Ruhe verbleibenden Schwerpunkt. Für ihre auf dieses System bezogenen Orts- und Geschwindigkeitsvektoren gilt:

$$m_6\,\vec{r}_6(t_Z) + m_R\,\vec{r}_R(t_Z) = O\,, \qquad (B.17)$$

$$m_6\,\dot{\vec{r}}_6(t_Z) + m_R\,\dot{\vec{r}}_R(t_Z) = O\,. \qquad (B.18)$$

Durch Verknüpfung der Gleichungen (B.17) bzw. (B.18) mit dem jeweiligen Ausdruck für den Relativabstand

$$\vec{r}_{6-R}(t_Z) = \vec{r}_6(t_Z) - \vec{r}_R(t_Z) \qquad (B.19)$$

bzw. Relativgeschwindigkeit

$$\dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) = \dot{\vec{r}}_6(t_Z) - \dot{\vec{r}}_R(t_Z) \qquad (B.20)$$

ergeben sich folgende Zusammenhänge für die Orts- und Geschwindigkeitsvektoren der Teilchen 6 (^{3}He) und R (^{9}Be*(3,058)) im Gesamt-Schwerpunktsystem:

$$\vec{r}_6(t_Z) = \frac{m_R}{m_6+m_R} \vec{r}_{6-R}(t_Z) \quad , \tag{B.21}$$

$$\dot{\vec{r}}_6(t_Z) = \frac{m_R}{m_6+m_R} \dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) \quad , \tag{B.22}$$

$$\vec{r}_R(t_Z) = \frac{-m_6}{m_R+m_6} \vec{r}_{6-R}(t_Z) \quad , \tag{B.23}$$

$$\dot{\vec{r}}_R(t_Z) = \frac{-m_6}{m_R+m_6} \dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) \quad . \tag{B.24}$$

Die Gleichungen (B.15), (B.16) und (B.21 - B.24) geben den Bewegungszustand des Teilchenpaars 6, R unmittelbar vor dem Zerfall ($t = t_Z$ nach Gleichung B.14) des R-Kerns wieder. Besonders wichtig sind die Ausdrücke (B.15) und (B.16) für die relative Bewegung des Teilchens 6 (^{3}He) zu Teilchen R (^{9}Be*(3,058)), sowie die Angaben über Ort (B.23) und Geschwindigkeit (B.24) des letzteren im Gesamt-Schwerpunktsystem; die vier Gleichungen werden zum Aufstellen der Anfangsbedingungen für die zweite Phase benötigt.

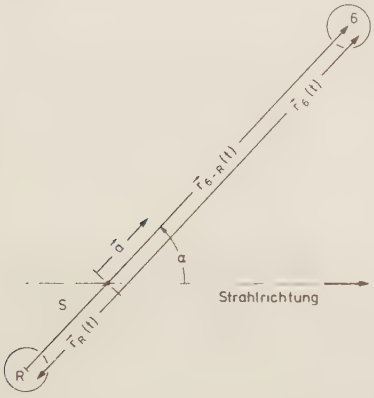


Abb. B.2: Die Teilchen 6 (^{3}He) und R (^{9}Be*(3,058)) während der Phase I

Phase II: Vom Zerfall des R-Kerns bis zur Proximity-Reaktion

Der Zerfall des R-Kerns in die Teilchen 5 (Neutron) und 3 (^{8}Be) erfolge momentan. Er erweitert das Zweiteilchenproblem zum Dreiteilchenproblem. Hinsichtlich der Proximity-Reaktion ist nur der Fall von Interesse, wenn Teilchen 5 genau in die Flugrichtung des Kerns 6 emittiert wird. Alle Teilchen bewegen sich auf ein und derselben Geraden (Abb. B.3). Ihre Richtung fällt mit der Orientierung der Verbindungslinie des Systems 6,R aus Phase I zusammen. Die Relativbewegung $\vec{r}_{6-3}(t)$ des Teilchens 6 zu Teilchen 3 wird wie in Phase I von der Coulombwechselwirkung bestimmt. Teilchen 5 spürt nur indirekt die Coulombwechselwirkung. Es bewegt sich in einer Weise, daß im Gesamt-Schwerpunktsystem zu jedem Zeitpunkt t der gemeinsame Schwerpunkt aller drei Teilchen in Ruhe bleibt.

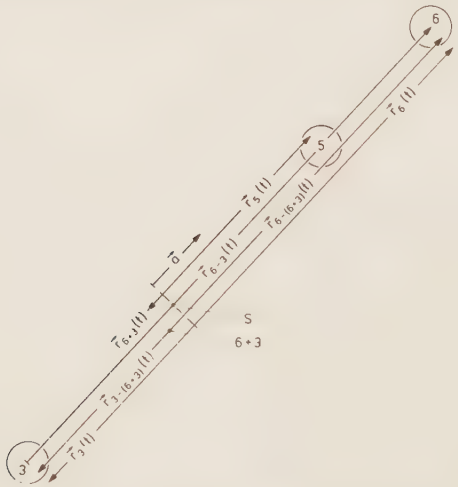


Abb. B.3: Die Teilchen 6 (^{3}He), 5 (Neutron) und 3 (^{8}Be) während der Phase II. Hinsichtlich der Proximity-Reaktion ist nur der Fall von Interesse, wenn 5 hinter 6 dreinfliegt. S = Gesamt-Schwerpunktsystem, 6+3 = gemeinsamer Schwerpunkt der Teilchen 6 und 3

Die Summe aus Coulombenergie und kinetischer Relativenergie zu Beginn der zweiten Phase ($t = t_Z$) steht den Kernen 6 und 3 (^{3}He und ^{8}Be) stets zur Verfügung:

$$\frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-3}(t_Z)|} + \frac{1}{2}\,\frac{m_6 \cdot m_3}{m_6+m_3}\,|\dot{\vec{r}}_{6-3}(t_Z)|^2 = \frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-3}(t)|}$$

$$+ \frac{1}{2}\,\frac{m_6 \cdot m_3}{m_6+m_3}\,|\dot{\vec{r}}_{6-3}(t)|^2 . \quad \text{(B.25)}$$

$R_{6,3}$ und $C_{6,3}$ sind Kanalradius und Coulombbarriere des Systems 6,3. Sein Relativabstand $\vec{r}_{6-3}(t_Z)$ und seine Relativgeschwindigkeit $\dot{\vec{r}}_{6-3}(t_Z)$ formulieren die Anfangsbedingungen. Da der Zerfall des R-Kerns momentan erfolge, ändert sich der Relativabstand nicht:

$$\vec{r}_{6-3}(t_Z) = \vec{r}_{6-R}(t_Z) \ , \quad (\vec{r}_{6-R}(t_Z) \text{ siehe (B.15)}) \quad \text{(B.26)}$$

Dagegen führt die bei der Neutronenemission freigesetzte Zerfallsenergie Q_{II} zu einer Erhöhung der Relativgeschwindigkeit von $|\dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z)|$ auf $|\dot{\vec{r}}_{6-3}(t_Z)|$.

Im Schwerpunktsystem des R-Kerns kompensieren sich die Impulse $m_5\ \vec{v}_{5-R}$ und $m_3\ \vec{v}_{3-R}$ der Zerfallsprodukte 5 und 3 zu Null. Für die Geschwindigkeit gilt:

$$\vec{v}_{5-R} = \sqrt{\frac{2m_3}{m_5\ m_R}\ Q_{II}}\ \cdot \vec{a} \ , \quad \text{(B.27)}$$

$$\vec{v}_{3-R} = -\sqrt{\frac{2m_5}{m_3\ m_R}\ Q_{II}}\ \cdot \vec{a} \ . \quad \text{(B.28)}$$

Das Minuszeichen der letzten Gleichung bringt zum Ausdruck, daß sich Teilchen 3 vom Kern 6 zwangsläufig wegbewegen muß,

wenn letzterer von Teilchen 5 eingeholt werden soll. Die beiden Geschwindigkeiten addieren sich zu der auf das Gesamt-Schwerpunktsystem bezogenen Geschwindigkeit $\dot{\vec{r}}_R(t_Z)$ des R-Schwerpunktsystems (Gleichung B.24) und erteilen den Zerfallsprodukten im Gesamt-Schwerpunktsystem die Geschwindigkeiten

$$\dot{\vec{r}}_5(t_Z) = \dot{\vec{r}}_R(t_Z) + \vec{v}_{5-R} \tag{B.29}$$

und

$$\dot{\vec{r}}_3(t_Z) = \dot{\vec{r}}_R(t_Z) + \vec{v}_{3-R} \ . \tag{B.30}$$

Die Geschwindigkeit des Kerns 6 bleibt vom R-Zerfall momentan unberührt,

$$\dot{\vec{r}}_6(t_Z) = \dot{\vec{r}}_6(t_Z) \ , \tag{B.31}$$

so daß er sich zu Beginn der zweiten Phase relativ zu Teilchen 3 mit der Geschwindigkeit

$$\dot{\vec{r}}_{6-3}(t_Z) = \dot{\vec{r}}_6(t_Z) - \dot{\vec{r}}_3(t_Z) \tag{B.32}$$

bewegt. Ersetzt man jetzt $\dot{\vec{r}}_3(t_Z)$ durch (B.30) und berücksichtigt die Beziehungen (B.23) und (B.28), so lautet die Anfangsbedingung für die Relativgeschwindigkeit des Systems 6,3:

$$\dot{\vec{r}}_{6-3}(t_Z) = \dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) + \sqrt{\frac{2m_5}{m_3\ m_R}\ Q_{II}} \cdot \vec{a} \ , \tag{B.33}$$

$\dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z)$ siehe Gleichung (B.16).

Die Ausdrücke (B.26) und (B.33) formulieren mit dem Relativabstand $\vec{r}_{6-3}(t_Z)$ und der Relativgeschwindigkeit $\dot{\vec{r}}_{6-3}(t_Z)$ des Systems 6,3 (^{3}He,^{8}Be) die Anfangsbedingungen der zweiten Phase mit Hilfe der Rechenergebnisse der 1. Phase zum Zeitpunkt t_Z. Einsetzen in den Energiesatz (B.25) ergibt:

$$\frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-R}(t_Z)|} + \frac{1}{2}\frac{m_6 \cdot m_3}{m_6+m_3}\,|\dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) + \sqrt{\frac{2m_5}{m_3\ m_R}\ Q_{II}}\cdot \vec{a}|^2$$

$$= \frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-3}(t)|} + \frac{1}{2}\frac{m_6 \cdot m_3}{m_6+m_3}\,|\dot{\vec{r}}_{6-3}(t)|^2 . \qquad (B.34)$$

Die Gleichung ist analog zu (B.6), so daß mit den dimensionslosen Größen $C'_{6,3}$, t' und $\vec{r}_{6-3}(t')$ gearbeitet werden kann. Kürzt man die linke Seite in Gleichung (B.34) mit e_{II} ab,

$$e_{II} = \frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-R}(t_Z)|}$$

$$+ \frac{1}{2}\frac{m_6 \cdot m_3}{m_6+m_3}\,|\dot{\vec{r}}_{6-R}(t_Z) + \sqrt{\frac{2m_5}{m_3\ m_R}\ Q_{II}}\cdot \vec{a}|^2 , \qquad (B.35)$$

und definiert

$$C'_{6,3} = \frac{C_{6,3}}{e_{II}} , \qquad (B.36)$$

$$t' = \frac{\sqrt{2\,\frac{m_6+m_3}{m_6 \cdot m_3}\ e_{II}}}{R_{6,3}} \cdot t , \qquad (B.37)$$

$$r'_{6-3}(t') = \frac{1}{R_{6,3}} \cdot r_{6-3}(t) \quad , \tag{B.38}$$

so reduziert sich Gleichung (B.34) auf

$$1 = \frac{C'_{6,3}}{|\vec{r}'_{6-3}(t')|} + |\dot{\vec{r}}'_{6-3}(t')|^2 \quad . \tag{B.39}$$

Dabei bedeutet $\dot{\vec{r}}'_{6-3}(t')$ die Ableitung des dimensionslosen Relativabstandes $\vec{r}'_{6-3}(t')$ nach der dimensionslosen Zeit t'. Die Gleichung wird gelöst durch

$$t' = \sqrt{|\vec{r}'_{6-3}(t')| \cdot (|\vec{r}'_{6-3}(t')| - C'_{6,3})}$$

$$+ C'_{6,3} \ln (\sqrt{|\vec{r}'_{6-3}(t')|} + \sqrt{|\vec{r}'_{6-3}(t')| - C'_{6,3}})$$

$$+ a'_{II} \quad , \tag{B.40}$$

wobei die Integrationskonstante

$$a'_{II} = - \sqrt{|\vec{r}'_{6-R}(t'_Z)| \cdot (|\vec{r}'_{6-R}(t'_Z)| - C'_{6,3})}$$

$$- C'_{6,3} \ln (\sqrt{|\vec{r}'_{6-R}(t'_Z)|} + \sqrt{|\vec{r}'_{6-R}(t'_Z)| - C'_{6,3}})$$

$$+ t'_Z \tag{B.41}$$

genau der (auf dimensionslosen Einheiten umgerechneten) Anfangsbedingung (B.26) genügt.

Gleichung (B.40), die wie (B.11) mit dem Newton'schen Tangentenverfahren nach $|\vec{r}'_{6-3}(t)|$ aufgelöst werden kann, beschreibt das Verhalten des Relativabstandes der Teilchen 6 und 3 (^{3}He und ^{8}Be) mit der Zeit während der zweiten Phase. Die Rücktransformation von Zeit und Relativabstand in die Dimensionen fm/$\sqrt{\text{MeV}}$ und fm erfolgt durch Umkehr der Beziehungen (B.37) und (B.38):

$$t = \frac{R_{6,3}}{\sqrt{2\ \frac{m_6+m_3}{m_6 \cdot m_3}\ e_{II}}} \cdot t' \ , \qquad \text{(B.42)}$$

$$\vec{r}_{6-3}(t) = R_{6,3} \cdot \vec{r}'_{6-3}(t') \ . \qquad \text{(B.43)}$$

Setzt man (B.43) in den Energiesatz (B.34) ein und löst nach der Relativgeschwindigkeit des Systems 6,3 auf, so ergibt sich bei Berücksichtigung von (B.35)

$$\dot{\vec{r}}_{6-3}(t) = \sqrt{2\ \frac{m_6+m_3}{m_6 \cdot m_3}\ \left(e_{II} - \frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-3}(t)|} \right)} \cdot \vec{a} \ . \qquad \text{(B.44)}$$

Dabei sei die Relativgeschwindigkeit in die Flugrichtung des Teilchens 6 orientiert.

Die beiden Teilchen 6 und 3 besitzen einen gemeinsamen Schwerpunkt (Abb. B.3), der ihren Relativabstand im umgekehrten Massenverhältnis teilt. Bezieht man sich auf dieses Schwerpunktsystem, dem sogenannten (6+3)-System, so lauten die Ortsvektoren $\vec{r}_{6-(6+3)}(t)$ und $\vec{r}_{3-(6+3)}(t)$:

$$\vec{r}_{6-(6+3)}(t) = \frac{m_3}{m_6+m_3}\ \vec{r}_{6-3}(t) \ , \qquad \text{(B.45)}$$

$$\vec{r}_{3-(6+3)}(t) = \frac{-m_6}{m_3+m_6}\,\vec{r}_{6-3}(t) \quad . \tag{B.46}$$

Durch Addition des auf das Gesamt-Schwerpunktsystem bezogenen Ortsvektors $\vec{r}_{6+3}(t)$ des (6+3)-Schwerpunktes transformieren sich die beiden Ortsvektoren ins Gesamt-Schwerpunktsystem gemäß

$$\vec{r}_6(t) = \vec{r}_{6-(6+3)}(t) + \vec{r}_{6+3}(t) \tag{B.47}$$

und

$$\vec{r}_3(t) = \vec{r}_{3-(6+3)}(t) + \vec{r}_{6+3}(t) \quad . \tag{B.48}$$

Zur Bestimmung von $\vec{r}_{6+3}(t)$ muß die Bewegung des gemeinsamen Schwerpunkts der Teilchen 6 und 3 studiert werden. Weder deren Relativbewegung noch die Nachbarschaft des Neutrons (keine Coulombkraft) stören ihn in seiner gleichförmigen Bewegung. Seine Geschwindigkeit $\dot{\vec{r}}_{6+3}(t)$ ist bereits zu Beginn der zweiten Phase ($t = t_Z$) unter der Bedingung festgelegt worden, daß der Impuls $(m_6+m_3)\cdot\dot{\vec{r}}_{6+3}(t_Z)$ dem ebenfalls auf das Gesamt-Schwerpunktsystem bezogenen Neutronenimpuls $m_5\cdot\dot{\vec{r}}_5(t_Z)$ das Gleichgewicht halten muß:

$$\dot{\vec{r}}_{6+3}(t) = \dot{\vec{r}}_{6+3}(t_Z) = \frac{-m_5}{m_6+m_3}\,\dot{\vec{r}}_5(t_Z) \quad . \tag{B.49}$$

Integration von (B.49) nach der Zeit gibt die Lage $\vec{r}_{6+3}(t)$ des (6+3)-Schwerpunkts zur Zeit t an:

$$\vec{r}_{6+3}(t) = \vec{r}_{6+3}(t_Z) + \frac{-m_5}{m_6+m_3}\,\dot{\vec{r}}_5(t_Z)\ (t-t_Z). \tag{B.50}$$

Die Integrationskonstante $\vec{r}_{6+3}(t_Z)$ gibt die Lage des (6+3)-Schwerpunkts zu Beginn der zweiten Phase an. Zusammen mit dem Schwerpunkt von Teilchen 5, der unmittelbar nach dem Zerfall des R-Kerns noch mit dessen Schwerpunkt zusammenfällt,

$$\vec{r}_5(t_Z) = \vec{r}_R(t_Z) \ , \tag{B.51}$$

stellt er den in Ruhe verbleibenden Gesamt-Schwerpunkt:

$$(m_6+m_3)\ \vec{r}_{6+3}(t_Z) + m_5\ \vec{r}_R(t_Z) = 0 \ . \tag{B.52}$$

Löst man (B.52) nach $\vec{r}_{6+3}(t_Z)$ auf und setzt das Ergebnis in (B.50) ein, so erhält man für die Lage des Schwerpunkts des Teilchenpaars 6,3:

$$\vec{r}_{6+3}(t) = \frac{-m_5}{m_6+m_3}\ [\ \vec{r}_R(t_Z) + \dot{\vec{r}}_5(t_Z)\ (t-t_Z)\ ] \ . \tag{B.53}$$

Jetzt können die Größen auf der rechten Seite der beiden Gleichungen (B.47) und (B.48) durch (B.45) und (B.53) bzw. (B.46) und (B.53) ersetzt werden. Die auf das Gesamt-Schwerpunktsystem bezogenen Ortsvektoren der Teilchen 6 und 3 verhalten sich mit der Zeit t wie

$$\vec{r}_6(t) = \frac{m_3}{m_6+m_3}\ \vec{r}_{6-3}(t) + \frac{-m_5}{m_6+m_3}$$

$$\cdot\ [\ \vec{r}_R(t_Z) + \dot{\vec{r}}_5(t_Z)\ (t-t_Z)\ ] \ , \tag{B.54}$$

$$\vec{r}_3(t) = \frac{-m_6}{m_3+m_6}\ \vec{r}_{6-3}(t) + \frac{-m_5}{m_6+m_3}$$

$$\cdot\ [\ \vec{r}_R(t_Z) + \dot{\vec{r}}_5(t_Z)\ (t-t_Z)\ ] \ , \tag{B.55}$$

und mit der Definitionsgleichung für den Gesamt-Schwerpunkt

$$m_6 \vec{r}_6(t) + m_3 \vec{r}_3(t) + m_5 \vec{r}_5(t) = \vec{0} \qquad \text{(B.56)}$$

folgt für den Ort des Teilchens 5:

$$\vec{r}_5(t) = \vec{r}_R(t_Z) + \dot{\vec{r}}_5(t_Z)\ (t-t_Z) \ . \qquad \text{(B.57)}$$

Die Gleichungen (B.54), (B.55) und (B.57) verfolgen die Bewegung der Teilchen 6, 3 und 5 (^{3}He, ^{8}Be und Neutron) während der zweiten Phase. Differentiation nach der Zeit unter Berücksichtigung der Beziehung (B.44) führt zu ihren Geschwindigkeiten im Gesamt-Schwerpunktsystem :

$$\dot{\vec{r}}_6(t) = \frac{m_3}{m_6+m_3} \sqrt{2\,\frac{m_6+m_3}{m_6 \cdot m_3}\left(e_{II} - \frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-3}(t)|}\right)} \cdot \vec{a}$$

$$+ \frac{-m_5}{m_6+m_3}\ \dot{\vec{r}}_5(t_Z) \ , \qquad \text{(B.58)}$$

$$\dot{\vec{r}}_3(t) = \frac{-m_6}{m_3+m_6} \sqrt{2\,\frac{m_6+m_3}{m_6 \cdot m_3}\left(e_{II} - \frac{R_{6,3}\ C_{6,3}}{|\vec{r}_{6-3}(t)|}\right)} \cdot \vec{a}$$

$$+ \frac{-m_5}{m_6+m_3}\ \dot{\vec{r}}_5(t_Z) \ , \qquad \text{(B.59)}$$

$$\dot{\vec{r}}_5(t) = \dot{\vec{r}}_5(t_Z) \ . \qquad \text{(B.60)}$$

Mit dem Zeitpunkt t_p endet die zweite Phase. Teilchen 5 hat Teilchen 6 eingeholt, und ihre Ortsvektoren sind jetzt identisch:

$$\vec{r}_5(t_p) = \vec{r}_6(t_p) \quad . \tag{B.61}$$

Durch Gleichsetzen der Gleichungen (B.54) und (B.57) formuliert sich eine Bestimmungsgleichung für den Zeitpunkt t_p der Proximity-Reaktion:

$$\vec{r}_R(t_Z) + \dot{\vec{r}}_5(t_Z)\ (t_p - t_Z) + \frac{-m_3}{m_O+m_T}\ \vec{r}_{6-3}(t_p) = 0 \quad . \tag{B.62}$$

Die Auflösung von (B.62) nach t_p geschieht ebenfalls nach dem Newton'schen Tangentenverfahren (Zur65). Sollte keine Lösung existieren, so ist Teilchen 5 nicht mehr in der Lage, Teilchen 6 im Flug einzuholen. Dieser Fall tritt immer dann ein, wenn die Einschußenergie zu hoch gewählt wird.

Ersetzt man in den Gleichungen (B.54), (B.55) und (B.57) bzw. (B.58) - (B.60) die Zeit t durch t_p, so gewinnt man die Orte bzw. Geschwindigkeiten der Teilchen 6, 3 und 5 (^{3}He, ^{8}Be und Neutron) im Gesamt-Schwerpunktsystem am Ende der zweiten Phase. Diese sechs Größen bilden die notwendige Voraussetzung zur Aufstellung der Anfangsbedingungen für die dritte Phase. Ehe deren Kinematik behandelt wird, seien noch einige zur Frage des Wirkungsquerschnitts wichtige Rechnungen eingefügt.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ für die Proximity-Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ hängt von der Energie der ^{3}He-Neutron-Relativbewegung ab (Abb. 3.5). Zum Zeitpunkt t_p beträgt die Relativenergie

$$e_{6-5}(t_p) = \frac{1}{2}\,\frac{m_6 \cdot m_5}{m_6+m_5}\,|\dot{\vec{r}}_6(t_p) - \dot{\vec{r}}_5(t_p)|^2 \quad . \tag{B.63}$$

Der Wirkungsquerschnitt kann durch ein den Kern 6 umschließendes Kreisscheibchen veranschaulicht werden (Abb. B.4). Für seine Größe ist bei isotroper Winkelverteilung jedoch nur der Bruchteil $d\omega_\gamma/4\pi$ von σ maßgebend, da die Proximity-Reaktion nur dann nachgewiesen werden kann, wenn die Teilchen 1 und 2 (^{1}H und ^{3}H) in die Teilchendetektoren fliegen. Ihren Raumwinkeln entspricht der innere Raumwinkel $d\omega_\gamma$, innerhalb dessen die Verbindungslinie des Systems 1,2 variiert werden darf. Für den Radius R des Scheibchens gilt:

$$R = \frac{1}{2\pi}\,\sqrt{\sigma \cdot d\omega_\gamma} \quad . \tag{B.64}$$

Das Scheibchen wird immer dann getroffen, sofern Teilchen 5 (Neutron) unter einem zur Flugrichtung des Kerns 6 (^{3}He) gemessenen Winkel ε emittiert wird, der kleiner als ε_{max} ist:

$$\varepsilon \leq \varepsilon_{max} = \arctan \frac{R}{D_{P-R}} \quad . \tag{B.65}$$

Dabei ist wie in Abschnitt 3.4 D_{P-R} die Entfernung des Proximity-Reaktionsorts ($\vec{r}_P$) im Schwerpunktsystem des ursprünglichen R-Kerns:

$$D_{P-R} = |\vec{r}_P - \vec{r}_R(t_p)| \quad . \tag{B.66}$$

Der Proximity-Reaktionsort ist identisch mit der dann gemeinsamen Lage von Teilchen 6 und 5, und der Schwerpunkt des ursprünglichen R-Kerns wird durch die Teilchen 5 und 3 dargestellt :

$$\vec{r}_P = \vec{r}_6(t_p) = \vec{r}_5(t_p) \quad , \tag{B.67}$$

$$\vec{r}_R(t_p) = \vec{r}_{5+3}(t_p) = \frac{m_5\,\vec{r}_5(t_p) + m_3\,\vec{r}_3(t_p)}{m_5 + m_3} \quad . \tag{B.68}$$

Anwendung der beiden letzten Gleichungen auf Gleichung (B.66) unter Beachtung der Definition für den Relativabstand

$$\vec{r}_{6-3}(t_p) = \vec{r}_6(t_p) - \vec{r}_3(t_p) \tag{B.69}$$

ergibt für die Entfernung D_{P-R}:

$$D_{P-R} = \frac{m_3}{m_5+m_3}\,|\vec{r}_{6-3}(t_p)| \quad . \tag{B.70}$$

($r_{6-3}(t_p)$ siehe Gleichung (B.43))

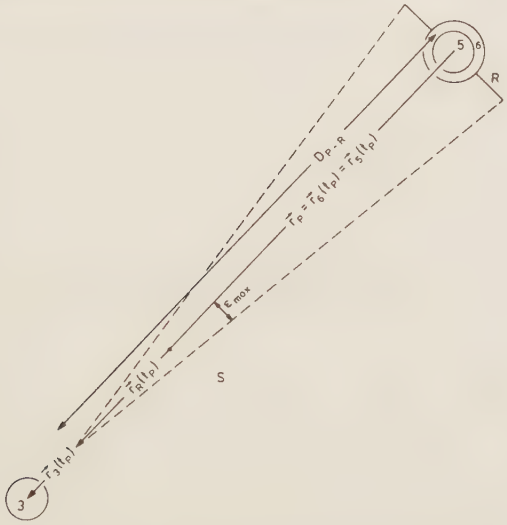


Abb. B.4: Die Teilchen 6 (^{3}He), 5 (Neutron) und 3 (^{8}Be) zum Zeitpunkt t_p der Proximity-Reaktion. Nur dann, wenn 5 innerhalb des Kegels mit Öffnungswinkel ε_{max} emittiert wird, trifft es das Wirkungsquerschnitt-Scheibchen mit Radius R des Kerns 6

Phase III: Kinematik des Dreiteilchen-Ausgangskanals.

Die dritte Phase beobachtet den zeitlichen Bewegungsablauf der drei Ausgangskanalteilchen 1 (^{1}H), 2 (^{3}H) und 3 (^{8}Be). Während sich in der ersten und zweiten Phase sämtliche Teilchen immer längs ein und derselben Geraden (Einheitsvektor $\vec{a}$) bewegt haben, erweitert die dritte Phase das Problem auf zwei Dimensionen und fordert jeweils 2 Koordinaten für Ort und Geschwindigkeit eines jeden Teilchens. Erwartungsgemäß werden die Coulombkräfte die Teilchenbahnen in ihrem Verlauf krümmen und die Teilchengeschwindigkeiten nicht konstant lassen. Einem Beobachter im Gesamt-Schwerpunktsystem bietet sich zu einem beliebigen Zeitpunkt t folgendes Bild (Abb. B.5):

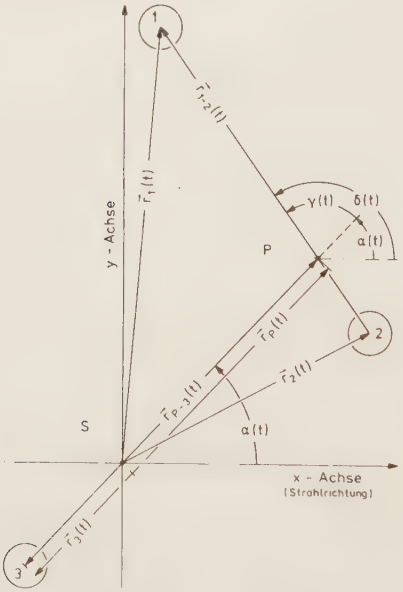


Abb. B.5: Die drei Ausgangskanalteilchen 1 (^{1}H), 2 (^{3}H) und 3 (^{8}Be) während der Phase III, der Zeit nach der Proximity-Reaktion

Der Gesamt-Schwerpunkt ist Ursprung eines x/y-Koordinatensystems. Die x-Achse weist in Strahlrichtung, und die y-Achse legt die x/y-Ebene in die vom Strahl und den Mittelpunkten der Detektorblenden aufgespannten Ebene. Die Lage der drei Teilchen wird durch die Ortsvektoren $\vec{r}_1(t)$, $\vec{r}_2(t)$ und $\vec{r}_3(t)$ beschrieben; ihre zeitlichen Veränderungen erzeugen die Teilchenbahnen.

Jedes Teilchen wird über die Coulombkraft von den beiden anderen abgestoßen und erfährt die Beschleunigung $\ddot{\vec{r}}_i(t)$ (i=1,2,3):

$$\ddot{\vec{r}}_1(t) = + \frac{R_{1,2}\cdot C_{1,2}}{m_1} \frac{\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)}{|\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)|^3} + \frac{R_{1,3}\cdot C_{1,3}}{m_1} \frac{\vec{r}_1(t) - \vec{r}_3(t)}{|\vec{r}_1(t) - \vec{r}_3(t)|^3} , \tag{B.71}$$

$$\ddot{\vec{r}}_2(t) = - \frac{R_{1,2}\cdot C_{1,2}}{m_2} \frac{\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)}{|\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)|^3} + \frac{R_{2,3}\cdot C_{2,3}}{m_2} \frac{\vec{r}_2(t) - \vec{r}_3(t)}{|\vec{r}_2(t) - \vec{r}_3(t)|^3} , \tag{B.72}$$

$$\ddot{\vec{r}}_3(t) = - \frac{R_{1,3}\cdot C_{1,3}}{m_3} \frac{\vec{r}_1(t) - \vec{r}_3(t)}{|\vec{r}_1(t) - \vec{r}_3(t)|^3} - \frac{R_{2,3}\cdot C_{2,3}}{m_3} \frac{\vec{r}_2(t) - \vec{r}_3(t)}{|\vec{r}_2(t) - \vec{r}_3(t)|^3} . \tag{B.73}$$

Dabei sind $R_{1,2} \cdot C_{1,2}$, $R_{1,3} \cdot C_{1,3}$ und $R_{2,3} \cdot C_{2,3}$ die Produkte aus Kanalradius und Coulombbarriere (siehe B.1 und B.2) des jeweiligen Teilchenpaares.

Die drei Ortsvektoren sind nicht voneinander unabhängig; sie verändern sich stets so, daß der Gesamt-Schwerpunkt im Ursprung des x/y-Koordinatensystems verbleibt:

$$m_1 \vec{r}_1(t) + m_2 \vec{r}_2(t) + m_3 \vec{r}_3(t) = 0 \ . \qquad (B.74)$$

Diese Eigenschaft des Schwerpunkts erlaubt nach Einführung der Jacobi-Vektoren $\vec{r}_{P-3}(t)$ und $\vec{r}_{1-2}(t)$ (Abb. B.5) die Vereinfachung des Dreiteilchenproblems auf ein effektives Zweiteilchenproblem. Während der Vektor $\vec{r}_{P-3}(t)$ die relative Lage des gemeinsamen Schwerpunkts der Teilchen 1 und 2 (^1H und ^3H), das heißt des Proximity-Schwerpunkts, bezüglich des dritten Teilchens angibt,

$$\vec{r}_{P-3}(t) = \frac{m_1 \vec{r}_1(t) + m_2 \vec{r}_2(t)}{m_1+m_2} - \vec{r}_3(t) \ , \qquad (B.75)$$

bezieht sich der Vektor

$$\vec{r}_{1-2}(t) = \vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t) \qquad (B.76)$$

auf die Bewegung der Proximity-Reaktionsprodukte unter sich. Beachtet man jetzt die Schwerpunktsbedingung (B.74), so kann man $\vec{r}_{P-3}(t)$ wie $\vec{r}_{1-2}(t)$ allein durch die Ortsvektoren der Teilchen 1 und 2 ausdrücken:

$$\vec{r}_{P-3}(t) = \frac{m_1+m_2+m_3}{(m_1+m_2)m_3} \cdot (m_1 \vec{r}_1(t) + m_2 \vec{r}_2(t)) \ . \qquad (B.77)$$

Die Beziehungen (B.76) und (B.77) verbinden das Jacobi-System mit dem Gesamt-Schwerpunktsystem, und die Bewegungsgleichungen (B.71 - B.73) transformieren sich zu

$$\ddot{\vec{r}}_{P-3}(t) = \frac{R_{1,3}\, C_{1,3}}{\frac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3}} \; \frac{\vec{r}_{P-3}(t) + \frac{m_2\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2}}{\left| \vec{r}_{P-3}(t) + \frac{m_2\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2} \right|^3}$$

$$+ \frac{R_{2,3}\, C_{2,3}}{\frac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3}} \; \frac{\vec{r}_{P-3}(t) - \frac{m_1\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2}}{\left| \vec{r}_{P-3}(t) - \frac{m_1\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2} \right|^3}, \qquad \text{(B.78)}$$

$$\ddot{\vec{r}}_{1-2}(t) = \frac{R_{1,3}\, C_{1,3}}{m_1} \; \frac{\vec{r}_{P-3}(t) + \frac{m_2\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2}}{\left| \vec{r}_{P-3}(t) + \frac{m_2\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2} \right|^3}$$

$$- \frac{R_{2,3}\, C_{2,3}}{m_2} \; \frac{\vec{r}_{P-3}(t) - \frac{m_1\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2}}{\left| \vec{r}_{P-3}(t) - \frac{m_1\, \vec{r}_{1-2}(t)}{m_1+m_2} \right|^3}$$

$$+ \frac{R_{1,2}\, C_{1,2}}{\frac{m_1 \cdot m_2}{m_1+m_2}} \; \frac{\vec{r}_{1-2}(t)}{|\vec{r}_{1-2}(t)|^3}. \qquad \text{(B.79)}$$

Die Suche nach einer Lösung der beiden Vektordifferentialgleichungen beginnt mit der Umwandlung in skalare Gleichungen, indem die Vektoren durch je zwei Koordinaten festgelegt werden. Im einfachsten Falle kämen kartesische Koordinaten als x- und y-Komponenten in Frage. Bedenkt man aber, daß die Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung als eine Erweiterung der "gewöhnlichen" Kineamtik (Abschnitt 3.1) anzusehen ist, ist es wünschenswert, deren Größen weiterhin zu verwenden. So repräsentieren bereits die Vektoren $\vec{r}_{P-3}(t)$ und $\vec{r}_{1-2}(t)$ die Flugrichtung des ^{3}He-Kerns im Gesamt-Schwerpunktsystem bzw. die Verbindungslinie der Proximity-Reaktionsprodukte. Die Orientierung der Vektoren läßt sich durch die zur Strahlrichtung gemessenen Winkel $\alpha(t)$ und $\delta(t)$ beschreiben. In dem rein geometrisch (Abb. B.5) ersichtlichen Zusammenhang

$$\delta(t) = \alpha(t) + \gamma(t) \tag{B.80}$$

erkennt man genau die in Abschnitt 3.1 eingeführten "inneren" Winkel wieder. Zusammen mit den radialen Komponenten

$$r_{P-3}(t) = |\vec{r}_{P-3}(t)| \tag{B.81}$$

und

$$r_{1-2}(t) = |\vec{r}_{1-2}(t)| \tag{B.82}$$

lautet die Polarkoordinatendarstellung für die Jacobi-Vektoren $\vec{r}_{P-3}(t)$ und $\vec{r}_{1-2}(t)$:

$$\vec{r}_{P-3}(t) = r_{P-3}(t) \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha(t) \\ \sin \alpha(t) \end{pmatrix} , \tag{B.83}$$

$$\vec{r}_{1-2}(t) = r_{1-2}(t) \cdot \begin{pmatrix} \cos\,\delta(t) \\ \sin\,\delta(t) \end{pmatrix} . \qquad (B.84)$$

Die vier Koordinaten $r_{P-3}(t)$, $\alpha(t)$, $r_{1-2}(t)$ und $\delta(t)$ mit ihren ersten und zweiten zeitlichen Ableitungen zerlegen die beiden Vektorgleichungen (B.78) und (B.79) in vier miteinander gekoppelte, nichtlineare Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Zwecks kompakterer Darstellung wird die Zeitabhängigkeit der vier Koordinaten nicht aufgeführt.

$$\ddot{r}_{P-3} = \frac{R_{1,3}\, C_{1,3}\, \left(r_{P-3} + \frac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \cos(\delta-\alpha) \right)}{\sqrt{r_{P-3}^2 + \left(\frac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 + 2\, r_{P-3}\, \frac{m_2 r_{1-2}}{m_1+m_2} \cos(\delta-\alpha)}^{\,3}} \Bigg/ \frac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3}$$

$$+ \frac{R_{2,3}\, C_{2,3}\, \left(r_{P-3} - \frac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \cos(\delta-\alpha) \right)}{\sqrt{r_{P-3}^2 + \left(\frac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 - 2\, r_{P-3}\, \frac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \cos(\delta-\alpha)}^{\,3}} \Bigg/ \frac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3}$$

$$+ \quad r_{P-3}\, \dot{\alpha}^2 , \qquad (B.85)$$

$$\ddot{\alpha} = \frac{\dfrac{R_{1,3}\, C_{1,3}\, \dfrac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\, \sin(\delta-\alpha) \;\cdot\; r_{P-3}}{\sqrt{r_{P-3}^2 + \left(\dfrac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 + 2\, r_{P-3}\, \dfrac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\, \cos(\delta-\alpha)}^{\,3}}}{\dfrac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3}\, r_{P-3}^2}$$

$$- \frac{\dfrac{R_{2,3}\, C_{2,3}\, \dfrac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\, \sin(\delta-\alpha) \;\cdot\; r_{P-3}}{\sqrt{r_{P-3}^2 + \left(\dfrac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 - 2\, r_{P-3}\, \dfrac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\, \cos(\delta-\alpha)}^{\,3}}}{\dfrac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3}\, r_{P-3}^2}$$

$$- \frac{2}{r_{P-3}}\, \dot{\alpha}\, \dot{r}_{P-3}\,, \qquad \text{(B.86)}$$

$$\ddot{r}_{1-2} = \frac{\dfrac{R_{1,3}\, C_{1,3}\, \left(r_{P-3}\, \cos(\delta-\alpha) + \dfrac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \right)}{\sqrt{r_{P-3}^2 + \left(\dfrac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 + 2\, r_{P-3}\, \dfrac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\, \cos(\delta-\alpha)}^{\,3}}}{m_1}$$

$$- \frac{\dfrac{R_{2,3}\, C_{2,3}\, \left(r_{P-3}\, \cos(\delta-\alpha) - \dfrac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \right)}{\sqrt{r_{P-3}^2 + \left(\dfrac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 - 2\, r_{P-3}\, \dfrac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}\, \cos(\delta-\alpha)}^{\,3}}}{m_2}$$

$$+ \frac{\dfrac{R_{1,2}\, C_{1,2}}{r_{1-2}^2}}{\dfrac{m_1 \cdot m_2}{m_1+m_2}} + r_{1-2}\, \dot{\delta}^2\,, \qquad \text{(B.87)}$$

$$\ddot{\delta} = \frac{- R_{1,3}\, C_{1,3}\, r_{P-3} \sin(\delta-\alpha) \cdot \frac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2}}{\sqrt{r_{P-3}^2 + (\frac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2})^2 + 2\, r_{P-3}\, \frac{m_2\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \cos(\delta-\alpha)}^{\,3} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1+m_2}\, r_{1-2}^2}$$

$$+ \frac{R_{2,3}\, C_{2,3}\, r_{P-3} \sin(\delta-\alpha) \cdot \frac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2}}{\sqrt{r_{P-3}^2 + (\frac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2})^2 - 2\, r_{P-3}\, \frac{m_1\, r_{1-2}}{m_1+m_2} \cos(\delta-\alpha)}^{\,3} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1+m_2}\, r_{1-2}^2}$$

$$- \frac{2\, \dot{\delta}}{r_{1-2}}\, \dot{r}_{1-2} \cdot \qquad \text{(B.88)}$$

Die vier Differentialgleichungen (B.85 - B.88) beschreiben die zeitliche Entwicklung der Koordinaten $r_{P-3}(t)$, $\alpha(t)$, $r_{1-2}(t)$ und $\delta(t)$. Zur numerischen Lösung wird der ganze die dritte Phase umfassende Zeitraum in Intervalle der Breite Δt unterteilt. Entsprechend zerfallen die Koordinaten, zum Beispiel $r_{P-3}(t)$ in die Teilstücke $\Delta r_{P-3}(\Delta t)$. Bei hinreichend

kleinen Zeitintervallen werden die Ortsveränderungen der Teilchen so klein sein, daß Coulombkraft und damit die Beschleunigung $\ddot{r}_{p-3}(t)$ nahezu konstant bleiben. Dann gilt für die Koordinatenänderung $\Delta r_{p-3}(\Delta t)$ in der Zeit zwischen t und $t + \Delta t$:

$$\Delta r_{p-3}(\Delta t) = \dot{r}_{p-3}(t)\ \Delta t + \frac{1}{2}\ \ddot{r}_{p-3}(t)\ \Delta t^2 + \ldots \quad . \quad \text{(B.89)}$$

In Gleichung (B.89) sind $\dot{r}_{p-3}(t)$ und $\ddot{r}_{p-3}(t)$ Geschwindigkeit und Beschleunigung zur Zeit t. Da Gleichung (B.89) die, wenn auch kleine Veränderung der Beschleunigung während des Zeitintervalls Δt außer acht läßt, liegt der Fehler für $\Delta r_{p-3}(\Delta t)$ in der Größenordnung Δt^3. Er läßt sich aber auf die Größenordnung Δt^5 herunterdrücken, sofern der als weiterhin konstant gehaltene Beschleunigungswert $\ddot{r}_{p-3}(t)$ durch einen geeignet über das Zeitintervall Δt gemittelten Wert $\overline{\ddot{r}_{p-3}(t)}$ ersetzt wird:

$$\Delta r_{p-3}(\Delta t) = \dot{r}_{p-3}(t)\ \Delta t + \frac{1}{2}\ \overline{\ddot{r}_{p-3}(t)}\ \Delta t^2 + \begin{matrix}\text{Fehler}\\ \text{von 5.}\\ \text{Ordnung}\end{matrix} \quad . \quad \text{(B.90)}$$

Diese Mittelung ist Gegenstand des Runge-Kutta-Nyström-Verfahrens (Zur65) und wird hier angewendet. Die Rechnung startet die dritte Phase unter der modellhaften Annahme einer momentan ablaufenden Proximity-Reaktion zur Zeit $t = t_p$ (t_p siehe Gleichung B.62), erhöht schrittweise die Zeit um Δt und bricht ab, sobald die Coulombkräfte weit genug abgeklungen sind. Beim Start müssen Ortskoordinaten, Geschwindigkeiten und Beschleunigungen, kurz die Anfangsbedingungen, bekannt sein. Sie leiten sich zum Teil aus den Rechenergebnissen am Ende der zweiten Phase ($t = t_p$) ab.

Zu Beginn der dritten Phase fällt der gemeinsame Schwerpunkt der Teilchen 1 und 2 (^1H und ^3H) momentan noch mit dem Schwerpunkt des unmittelbar zuvor noch existierenden Teil-

chens 6 (^{3}He) zusammen. Es gilt:

$$\vec{r}_{P-3}(t_P) = \vec{r}_{6-3}(t_P) \quad , \tag{B.91}$$

und die Anfangsbedingungen für die entsprechenden Polarkoordinaten lauten:

$$r_{P-3}(t_P) = |\vec{r}_{6-3}(t_P)| \tag{B.92}$$

und

$$\alpha(t_P) = \alpha \quad , \tag{B.93}$$

wobei α genau dem ersten "inneren" Winkel entspricht, unter dem das Teilchen 6 in der ersten Reaktionsstufe zur Strahlrichtung emittiert worden ist.

Die zeitliche Ableitung der Koordinate $r_{P-3}(t_P)$ gibt an, wie schnell sich der Schwerpunkt des Proximity-Systems vom dritten Teilchen wegbewegt. Da die während der Proximity-Reaktion freigesetzte Reaktionsenergie Q_{III} die Geschwindigkeit dieses Schwerpunkts nicht beeinflußt, ist diese identisch mit der Schwerpunktsgeschwindigkeit des Teilchenpaars 6,5 unmittelbar vor der Proximity-Reaktion:

$$\dot{\vec{r}}_{6+5}(t_P) = \frac{m_6\,\dot{\vec{r}}_6(t_P) + m_5\,\dot{\vec{r}}_5(t_P)}{m_6+m_5} \quad ; \tag{B.94}$$

in Differenz zur Geschwindigkeit von Teilchen 3 ergibt sich für $\dot{r}_{P-3}(t_P)$:

$$\dot{r}_{P-3}(t_P) = |\dot{\vec{r}}_{6+5}(t_P) - \dot{\vec{r}}_3(t_P)| \quad . \tag{B.95}$$

Zur Prüfung der Energiebilanz (siehe später) sei noch die kinetische Energie $e_{P-3}(t_P)$ der Bewegung des gemeinsamen Schwerpunkts der Teilchen 1 und 2 gegenüber dem dritten Teilchen angegeben. Es ist

$$e_{P-3}(t_P) = \frac{1}{2} \frac{(m_1+m_2)m_3}{m_1+m_2+m_3} \dot{r}^2_{P-3}(t_P) \quad . \tag{B.96}$$

Die Anfangsbedingung für $\dot{\alpha}(t)$ wird durch die Winkelgeschwindigkeit der durch die Kerne ^{3}He und ^{8}Be begrenzten Hantel formuliert. Die Winkelgeschwindigkeit ist dann identisch Null, sofern im Ausgangskanal der ersten Reaktionsstufe nur der Relativbahndrehimpuls l = 0 beiträgt. Rechnet man den Stoßparameter

$$r_{Stoß} = \frac{\sqrt{l(l+1)}\,\hbar}{\sqrt{2\,\frac{m_O \cdot m_T}{m_O+m_T}\,(\frac{m_T}{m_O+m_T}\,E_O - E_X)}} \tag{B.97}$$

aus, mit dem sich die Kerne ^{3}He und ^{9}Be*(3,058) voneinander wegbewegen, so liegt er bei den hier durchgeführten Experimenten mit Einschußenergien von 6,37 MeV, 7,08 MeV und 8,98 MeV für die Drehimpulsquantenzahl l = 1 im Bereich 3,3 fm - 2,2 fm und ist stets kleiner als der Kanalradius von 4,93 fm (siehe Gleichung B.1). Daher ist anzunehmen, daß Drehimpulseffekte eine Rolle spielen werden. Dennoch wird in dieser Arbeit nicht darauf eingegangen. Einerseits ist uns eine Drehimpulsanalyse für die Reaktion ^{9}Be(^{3}He, ^{3}He') ^{9}Be*(3,058) nicht bekannt. Zum anderen würde eine sich drehende (^{3}He-^{9}Be*(3,058)-Hantel dem Neutron äußerst komplizierte kinematische Bedingungen auferlegen, damit es den ^{3}He-Kern im Flug einholen kann. Eine derart detaillierte Betrachtung der Kinematik stünde jedoch in keinem Verhältnis mehr zu der Problematik des klassischen Rechenmodells an sich. Da dieses sowieso nicht

den Anspruch auf eine exakte Beschreibung des physikalischen Geschehens erheben darf, sondern nur Modellcharakter besitzen kann, seien die Drehimpulseffekte vernachlässigt, und die Anfangsbedingung für $\dot{\alpha}(t)$ laute:

$$\dot{\alpha}(t_p) = 0 \ . \tag{B.98}$$

Die beiden Radien der Teilchen 1 und 2 setzen sich zu Beginn der dritten Phase zur Relativkoordinate $r_{1-2}(t_p)$ zusammen: Nach Gleichung (B.1) gilt:

$$r_{1-2}(t_p) = R_{1,2} = 1{,}4 \text{ fm } (m_1^{1/3}+m_2^{1/3}) \ . \tag{B.99}$$

Auch hier wird angenommen, daß die Proximity-Reaktion unendlich schnell abläuft, und ihre Reaktionsprodukte erst dann als eigenständige Kerne existieren, wenn sich die Oberflächen gerade noch berühren.

Mißt man die Verbindungslinie ihrer Massenmittelpunkte zur Flugrichtung ihres gemeinsamen Schwerpunkts, so erhält man den zweiten "inneren" Winkel $\gamma(t_p)$. Seine Summe mit dem Winkel $\alpha(t_p)$ legt den Startwinkel $\delta(t_p)$ fest:

$$\delta(t_p) = \alpha(t_p) + \gamma(t_p) \ . \tag{B.100}$$

Die Relativgeschwindigkeit $\dot{r}_{1-2}(t_p)$ zu Beginn der dritten Phase wird durch die Relativenergie des Systems 1,2 unmittelbar nach der Proximity-Reaktion festgelegt, und zwar gemäß:

$$\dot{r}_{1-2}(t_p) = \sqrt{2\,\frac{m_1+m_2}{m_1 \cdot m_2}\, e_{1-2}(t_p)} \ . \tag{B.101}$$

Dabei setzt sich die Relativenergie $e_{1-2}(t_p)$ aus der Relativenergie $e_{6-5}(t_p)$ des Teilchenpaars 6,5 vor der Proximity-Reaktion und ihrem Q_{III}-Wert abzüglich der Coulombbarriere $C_{1,2}$

ihrer Reaktionsprodukte zusammen. Für das Proton-Triton-Paar liegt $C_{1,2}$ nach (B.2) mit einem Wert von 0,421 MeV unter dem Q_{III}-Wert von 0,764 MeV, so daß $e_{1-2}(t_P)$ am Kanalrand stets größer Null ist:

$$e_{1-2}(t_P) = e_{6-5}(t_P) + Q_{III} - C_{1,2} > 0 \; . \qquad (B.102)$$

Die gesamte Coulombenergie zur Zeit $t = t_P$ setzt sich aus $C_{1,2}$ und den Wechselwirkungen des dritten Teilchens mit den Teilchen 1 und 2 zusammen:

$$V(t_P) = C_{1,2} + \frac{R_{1,3}\ C_{1,3}}{|\vec{r}_{1-3}(t_P)|} + \frac{R_{2,3}\ C_{2,3}}{|\vec{r}_{2-3}(t_P)|} \; . \qquad (B.103)$$

Dabei ist zur Zeit $t = t_P$ das dritte Teilchen von den beiden anderen um die Strecken $|\vec{r}_{1-3}(t_P)|$ und $|\vec{r}_{2-3}(t_P)|$ entfernt:

$$|\vec{r}_{1-3}(t_P)| = \sqrt{\left(\frac{m_2\ r_{1-2}(t_P)}{m_1+m_2}\right)^2 + r_{P-3}^2(t_P) + 2\,\frac{m_2\ r_{1-2}(t_P)}{m_1+m_2}\ r_{P-3}(t_P)\ \cos(\delta(t_P)-\alpha(t_P))} \; , \qquad (B.104)$$

$$|\vec{r}_{2-3}(t_P)| = \sqrt{\left(\frac{m_1\ r_{1-2}(t_P)}{m_1+m_2}\right)^2 + r_{P-3}^2(t_P) - 2\,\frac{m_1\ r_{1-2}(t_P)}{m_1+m_2}\ r_{P-3}(t_P)\ \cos(\delta(t_P)-\alpha(t_P))} \; . \qquad (B.105)$$

Bildet man die Summe aus den Energien $e_{P-3}(t_P)$, $e_{1-2}(t_P)$ und $V(t_P)$ (Gleichungen B.96, B.102 und B.103), so stellt man eine Verletzung des Energieerhaltungssatzes fest. Es tritt eine Abweichung Δ zur Gesamtenergie, die sich aus der ins Gesamt-

Schwerpunktsystem transformierten Einschußenergie und dem Dreiteilchen-Q-Wert zusammensetzt, auf.

$$e_{P-3}(t_P) + e_{1-2}(t_P) + V(t_P) + \Delta = \frac{m_O}{m_O+m_T} E_O + Q \; . \qquad (B.106)$$

Die Abweichung Δ hat folgenden Grund: Die Annahme, daß die in (B.102) aufgezählten drei Anteile allein zur Relativbewegung des Proton-Triton-Paares beitragen, wäre richtig, wenn die elektrische Ladung während der Proximity-Kernumwandlung bei ihrer Verteilung vom ^{3}He-Kern auf das Proton und das Triton ihre Entfernung vom ^{8}Be-Kern beibehalten würde. Da die Schwerpunkte von Proton und Triton nicht mit dem Schwerpunkt des ehemaligen ^{3}He-Kerns zusammenfallen, werden die Ladungen räumlich verschoben und bieten der Coulombkraft des ^{8}Be-Kerns die Möglichkeit, durch Verrichtung von mechanischer Arbeit die kinetischen Energien von Proton und Triton zu erhöhen.

Im allgemeinen teilt sich dieser Zuwachs an kinetischer Energie in Relativenergie und Schwerpunktsenergie des Proton-Triton-Systems auf. Bezüglich letzterer tritt in hiesigem Fall sofort ein Widerspruch zum Impulserhaltungssatz auf. Im Gesamt-Schwerpunktsystem ist die Summe aus den Impulsen des Proton-Triton-Systems und dem ^{8}Be-Kern stets Null. Erhöhte sich jetzt der Impuls des Proton-Triton-Schwerpunktes, so müßte auch der Impuls des ^{8}Be-Kerns zunehmen. Genau das ist aber nicht möglich. Wie früher erwähnt, soll die Proximity-Reaktion in unendlich kurzer Zeit ablaufen. Infolge der endlichen Geschwindigkeit des ^{8}Be-Kerns ist sein während des Reaktionsablaufs zurückgelegter Weg Null, und den Coulombkräften bietet sich keine Gelegenheit, am ^{8}Be-Kern mechanische Arbeit in kinetische Energie umzuwandeln. Die Geschwindigkeit des ^{8}Be-Kerns bleibt konstant, mit ihr auch die des Proton-Triton-Schwerpunkts, und die Relativgeschwindigkeit $\dot{r}_{P-3}(t_P)$ ist nach wie vor durch Gleichung (B.95) vorgegeben. Die Energiedifferenz Δ wird voll-

ständig in die Proton-Triton-Relativbewegung gesteckt, indem Gleichung (B.102) erweitert wird zu

$$e_{1-2}(t_P) = e_{6-5}(t_P) + Q_{III} - C_{1,2} + \Delta \ . \qquad (B.107)$$

Dann lautet die richtige Anfangsbedingung für $\dot{r}_{1-2}(t)$:

$$\dot{r}_{1-2}(t_P) = \sqrt{2\,\frac{m_1+m_2}{m_1 \cdot m_2}\,\left(e_{6-5}(t_P) + Q_{III} - C_{1,2} + \Delta \right)} \ . \qquad (B.108)$$

Die Verteilung der Relativenergie für den Eingangskanal der Proximity-Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ hat in Abbildung B.16 eine obere Grenze bei etwa 1 MeV. Nach Abbildung B.15 weicht der differentielle Wirkungsquerschnitt im Ausgangskanal bei Rückwärtswinkeln von einer isotropen Verteilung ab, so daß auch Drehimpulse mit Quantenzahlen $l > 0$ beitragen dürften. Im Hinblick auf den Modellcharakter werde jedoch wie bei der ersten Reaktionsstufe nur mit $l = 0$ gerechnet, und die Anfangsbedingung für die Winkelgeschwindigkeit der Proton-Triton-Hantel laute:

$$\dot{\gamma}(t_P) = 0 \ , \qquad (B.109)$$

und wegen (B.100) (nach Differentiation) und (B.98),

$$\dot{\delta}(t_P) = 0 \ . \qquad (B.110)$$

Mit den Gleichungen (B.92), (B.93), (B.95), (B.98), (B.99), (B.100), (B.108) und (B.110) sind die Anfangsbedingungen für die dritte Phase formuliert. Für $t > t_p$ zeigen die Jacobi-Vektoren $\vec{r}_{P-3}(t)$ und $\vec{r}_{1-2}(t)$ qualitativ folgendes Verhalten: Mit fortschreitender Zeit nimmt die Länge der Jacobi-Vektoren zu. Die Coulombkräfte üben auf die jenen entsprechenden

Hanteln Drehmomente aus und verändern die ursprünglichen Startwinkel $\alpha(t_p)$ und $\delta(t_p)$. Allerdings werden die "inneren" Winkel asymptotisch den Grenzwerten α und δ bzw. $\gamma = \delta - \alpha$ zustreben, denn je weiter sich die Teilchen voneinander entfernen, um so mehr trägt das größer werdende Trägheitsmoment der Hanteln zu ihren mit abklingender Coulombwechselwirkung immer langsamer zunehmenden Drehimpulsen bei. Nach anfänglichem Ansteigen der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\alpha}(t)$ und $\dot{\delta}(t)$ sinken diese wieder auf Null ab. Gleichfalls nähern sich die Relativgeschwindigkeiten $\dot{r}_{P-3}(t)$ und $\dot{r}_{1-2}(t)$ asymptotisch den Grenzwerten $\dot{r}_{P-3}$ und $\dot{r}_{1-2}$, und die Länge der beiden Jacobi-Vektoren ändert sich dann nur noch linear mit der Zeit. Die kinetischen Energien und Flugwinkel der drei Teilchen bleiben unverändert, so daß es nicht mehr notwendig ist, deren Bewegung weiterhin zu verfolgen. Die dritte Phase ist zu Ende, die Rechnung wird abgebrochen, und die Geschwindigkeiten $\dot{\vec{r}}_{P-3}$ und $\dot{\vec{r}}_{1-2}$ ins Laborsystem transformiert.

Phase IV : Transformation ins Laborsystem

Zur Transformation ins Laborsystem wird zuerst aus dem effektiven Zweiteilchenproblem das ursprüngliche Dreiteilchenproblem zurückgewonnen. Nimmt man die Umkehrung der Gleichungen (B.76) und (B.77) unter Beachtung der Schwerpunktsbedingung (B.74) und differenziert nach der Zeit, so drücken sich die Geschwindigkeitsvektoren im Gesamt-Schwerpunktsystem wie folgt durch die Jacobi-Vektoren aus:

$$\dot{\vec{r}}_1 = \frac{m_3}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{\vec{r}}_{P-3} + \frac{m_2}{m_1+m_2}\,\dot{\vec{r}}_{1-2}\,, \qquad \text{(B.111)}$$

$$\dot{\vec{r}}_2 = \frac{m_3}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{\vec{r}}_{P-3} - \frac{m_1}{m_1+m_2}\,\dot{\vec{r}}_{1-2}\,, \qquad \text{(B.112)}$$

$$\dot{\vec{r}}_3 = \frac{-(m_1+m_2)}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{\vec{r}}_{P-3} \,. \tag{B.113}$$

Die Vektoren $\dot{\vec{r}}_1$, $\dot{\vec{r}}_2$ und $\dot{\vec{r}}_3$ werden in kartesicher Darstellung durch je eine x-Komponente und eine y-Komponente charakterisiert. Mit der Polarkoordinatendarstellung der Jacobi-Vektoren

$$\dot{\vec{r}}_{P-3} = \dot{r}_{P-3} \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{pmatrix} \tag{B.114}$$

und

$$\dot{\vec{r}}_{1-2} = \dot{r}_{1-2} \begin{pmatrix} \cos\delta \\ \sin\delta \end{pmatrix} \tag{B.115}$$

folgt aus den Gleichungen (B.111) - (B.113) für die kartesischen Komponenten

$$\dot{x}_1 = \frac{m_3}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\cos\alpha + \frac{m_2}{m_1+m_2}\,\dot{r}_{1-2}\cos\delta\,, \tag{B.116}$$

$$\dot{y}_1 = \frac{m_3}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\sin\alpha + \frac{m_2}{m_1+m_2}\,\dot{r}_{1-2}\sin\delta\,, \tag{B.117}$$

$$\dot{x}_2 = \frac{m_3}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\cos\alpha - \frac{m_1}{m_1+m_2}\,\dot{r}_{1-2}\cos\delta\,, \tag{B.118}$$

$$\dot{y}_2 = \frac{m_3}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\sin\alpha - \frac{m_1}{m_1+m_2}\,\dot{r}_{1-2}\sin\delta\,, \tag{B.119}$$

$$\dot{x}_3 = \frac{-(m_1+m_2)}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\cos\alpha\,, \tag{B.120}$$

$$\dot{y}_3 = \frac{-(m_1+m_2)}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\,\sin\alpha\,, \tag{B.121}$$

und gemäß

$$|\vec{v}_i| = |\dot{\vec{r}}_i| = \sqrt{\dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2} \tag{B.122}$$

(i = 1,2,3) für die Geschwindigkeitsbeträge, ebenfalls im Gesamt-Schwerpunktsystem,

$$|\vec{v}_1| = \sqrt{\left(\frac{m_3\,\dot{r}_{P-3}}{m_1+m_2+m_3}\right)^2 + \left(\frac{m_2\,\dot{r}_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 + 2\,\frac{m_3\,\dot{r}_{P-3}}{m_1+m_2+m_3}\,\frac{m_2\,\dot{r}_{1-2}}{m_1+m_2}\cos(\delta-\alpha)}\,, \tag{B.123}$$

$$|\vec{v}_2| = \sqrt{\left(\frac{m_3\,\dot{r}_{P-3}}{m_1+m_2+m_3}\right)^2 + \left(\frac{m_1\,\dot{r}_{1-2}}{m_1+m_2}\right)^2 - 2\,\frac{m_3\,\dot{r}_{P-3}}{m_1+m_2+m_3}\,\frac{m_1\,\dot{r}_{1-2}}{m_1+m_2}\cos(\delta-\alpha)}\,, \tag{B.124}$$

$$|\vec{v}_3| = \frac{m_1+m_2}{m_1+m_2+m_3}\,\dot{r}_{P-3}\,. \tag{B.125}$$

Im Gesamt-Schwerpunktsystem schließen die Geschwindigkeitsvektoren $\vec{v}_i$ mit der Strahlrichtung die gegen den Uhrzeigersinn positiv orientierten Winkel ν_i (i=1,2,3) ein. Hierfür gilt:

$$\nu_1 = \pm \arccos\frac{\dot{x}_1}{|\vec{v}_1|}\,, \tag{B.126}$$

$$\nu_2 = \pm \arccos\frac{\dot{x}_2}{|\vec{v}_2|}\,, \tag{B.127}$$

$$\nu_3 = \alpha - \pi\,. \tag{B.128}$$

In den Gleichungen (B.126) und (B.127) gilt positives Vorzeichen, sofern die y-Komponente $\dot{y}_i$ der Geschwindigkeit größer oder gleich Null ist; andernfalls ist das Vorzeichen negativ.

Die Gleichungen (B.123) - (B.128) beschreiben Geschwindigkeit und Flugrichtung der drei Teilchen im Gesamt-Schwerpunktsystem. Durch vektorielle Addition der Schwerpunktsgeschwindigkeit

$$\vec{v}_{O+T} = \frac{\sqrt{2\ m_O\ E_O}}{m_O+m_T} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \text{(B.129)}$$

ergeben sich gemäß den Transformationen (3.21) - (3.26) die kinetischen Energien und Flugwinkel im Laborsystem.

B.2 Statistische Wichtung der Variablen

Sämtliche Größen, die in den kinematischen Formeln auftauchen, lassen sich grundsätzlich in Konstanten, Variablen und daraus abgeleitete Ergebnisse unterteilen. Zu den Konstanten zählen die Massen (nichtrelativistische Näherung) sämtlicher Atomkerne, ihre Ladungen, Radien, die Coulombbarrieren, der Dreiteilchen-Q-Wert, der auf den Grundzustand des neutronenemittierenden Kerns bezogene Q_I-Wert der ersten Reaktionsstufe sowie der Q_{III}-Wert der Proximity-Reaktion. Variabel sind die Einschußenergie E_O, die Anregungsenergie E_X des neutronenemittierenden Kerns, seine Lebensdauer t_Z, die Flugrichtung ε des Neutrons und schließlich die "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$. Daraus leiten sich dann Energie und Flugwinkel für das Proton, das Triton und den ^{8}Be-Kern im Laborsystem ab.

Will man jetzt entsprechend der experimentellen Situation Auskunft über die Häufigkeitsverteilung der Teilchenenergien erhalten, ist ein einmaliger Rechenzyklus mit einem einzigen Variablensatz nicht ausreichend. Die statistische Natur kernphysikalischer Prozesse ordnet jedem Einzelereignis immer wieder neue Variablensätze zu, und deren erst nach vielen Rechenzyklen gewonnene statistische Gesamtheit simuliert vielleicht ein mehr oder weniger getreues Abbild der gemessenen Energieverteilung.

Kernstück der rechentechnischen Erzeugung einer statistisch verteilten Variablen ist ein Zufallsgenerator. Aus einem Zahlenintervall mit den Grenzen 0 und 1 zieht er mit gleichbleibender Wahrscheinlichkeit (Abb. B.7) irgendeine Zahl z. Aus ihr wird dann über einen geeigneten funktionalen Zusammenhang der Wert der Variablen berechnet.

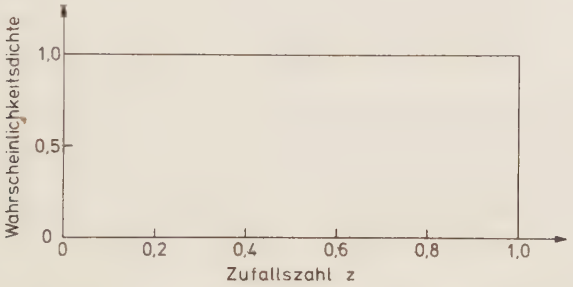


Abb. B.7: Wahrscheinlichkeitsverteilung des Zufallsgenerators

Wichtung der Einschußenergie

Ereignet sich die Kernreaktion $^{3}He + {}^{9}Be \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + {}^{8}Be$ bereits an der Targetoberfläche, so steht ihr die ganze vom Beschleuniger aufgebrachte Energie $E_0(0)$ zur Verfügung. Dringt der Geschoßkern aber zuerst ins Targetinnere ein, wird

er mit zunehmender Eindringtiefe immer mehr abgebremst. Bei nicht zu dickem Target kann die Energieabhängigkeit des Bremsvermögens vernachlässigt werden, und die Einschußenergie hat bei der Targettiefe X den Wert

$$E_0(X) = E_0(0) - \left.\frac{dE}{dX}\right|_{E_0(0)} X \quad . \tag{B.130}$$

Unter Vernachlässigung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^3He + {}^9Be \rightarrow {}^1H + {}^3H + {}^8Be$ tritt diese an jeder Stelle des Targets mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein, und die Zuordnung zwischen Targettiefe und Zufallszahl ist linear:

$$X = T_d \, z \quad . \tag{B.131}$$

Dabei ist T_d die Dicke des Targets. Setzt man (B.131) ein, so wird der Zufallszahl z die Einschußenergie $E_0(z)$ zugeordnet.

$$E_0(z) = E_0(0) - \left.\frac{dE}{dX}\right|_{E_0(0)} T_d \, z \quad . \tag{B.132}$$

Zahlenwerte für das Bremsvermögen sind in (Wil66) tabelliert.

Wichtung der Anregungsenergie des ^9Be-Kerns

Die Wahrscheinlichkeit für die Anregung des 3,058-MeV-Zustandes in ^9Be ist nicht gleichförmig über die Anregungsenergie verteilt, sondern zentriert sich als Lorentzkurve der Breite $\Gamma = 0{,}292$ MeV um die Niveaulage bei $E_{XO} = 3{,}058$ MeV. Der funktionale Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Zufallszahl wird nichtlinear und sei im folgenden hergeleitet: Der Ausdruck

$$W(E_X(z))\, dE_X = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E_X(z) - E_{XO})^2 + \Gamma^2/4} \, dE_X \tag{B.133}$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß die Anregungsenergie des ^{9}Be-Kerns in das Intervall $[E_X(z),\ E_X(z) + dE_X]$ fällt. Mit gleicher Wahrscheinlichkeit fällt die Zufallszahl z in das Intervall [z, z+dz]. Nach Abbildung B.7 ist die Wahrscheinlichkeit hierzu gegeben durch dz. Setzt man die Wahrscheinlichkeiten gleich,

$$W(E_X(z))\ dE_X = dz\ , \tag{B.134}$$

integriert,

$$\int W(E_X(z))\ dE_X = z + z_E\ , \tag{B.135}$$

und verwendet (B.133), so folgt

$$\frac{1}{\pi} \arctan\left[\ \frac{2}{\Gamma}\ (\ E_X(z) - E_{XO}\ )\ \right] = z + z_E\ . \tag{B.136}$$

Zur Bestimmung der Konstanten wird der Zufallszahl z = 0,5 das Zentrum der Lorentzkurve bei E_{XO} zugeordnet. Aus Gleichung (B.136) folgt

$$z_E = -0{,}5\ . \tag{B.137}$$

Umformung von (B.136) vermittelt schließlich den funktionalen Zusammenhang zwischen Zufallszahl und Anregungsenergie:

$$E_X(z) = \frac{\Gamma}{2} \tan\left[\ \pi\ (z-0{,}5)\ \right] + E_{XO}\ . \tag{B.138}$$

In Abbildung B.8 ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Anregungsenergie und ihre Zuordnung zur Zufallszahl z für den 3,058-MeV-Zustand in ^{9}Be graphisch wiedergegeben.

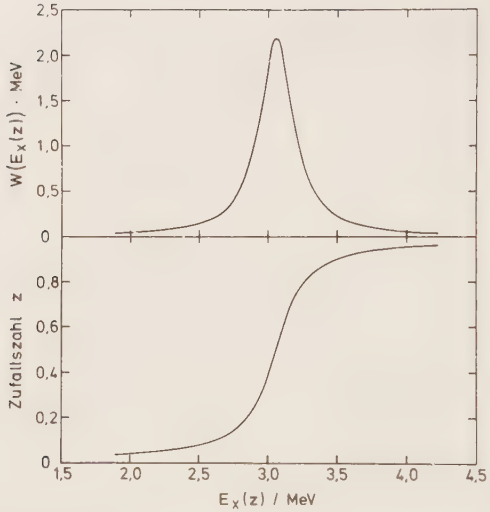


Abb. B.8: Anregungsenergieverteilung $W(E_X(z))$ des 3,058-MeV-Zustands in ^{9}Be und ihre Zuordnung zur Zufallszahl z

Wichtung der Lebensdauer des ^{9}Be-Kerns

Analog zu Gleichung (B.135) gilt:

$$\int W(t_Z(z))\, dt_Z = z + z_t \,. \qquad (B.139)$$

Dabei bedeutet $W(t_Z(z))\, dt_Z$ die Wahrscheinlichkeit, daß der ^{9}Be-Kern zur Zeit t_Z innerhalb des darauffolgenden Intervalls dt_Z das Neutron emittiert. Dazu sind zwei Bedingungen zu erfüllen. Einmal muß der Kern zum Zeitpunkt t_Z noch existieren. Nach dem radioaktiven Zerfallsgesetz gilt für diese Wahrscheinlichkeit

$$W_Z(t_Z(z)) = e^{-t_Z(z)/\tau} \,, \qquad (B.140)$$

wobei die mittlere Lebensdauer τ mit der Breite Γ des Zustandes über die Unschärferelation

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6,465}{\Gamma} \text{ fm } \sqrt{\text{MeV}} = \frac{0,6582}{\Gamma} \text{ MeV } 10^{-21} \text{ s} \qquad \text{(B.141)}$$

verknüpft ist. Zum anderen muß der Kern innerhalb des Zeitintervalls dt_Z zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit hierzu errechnet sich nach

$$dW = \frac{1}{\tau} dt_Z \ . \qquad \text{(B.142)}$$

Die beiden Einzelwahrscheinlichkeiten $W_Z(t_Z(z))$ und dW multiplizieren sich, da voneinander unabhängig, zur Gesamtwahrscheinlichkeit $W(t_Z(z))\ dt_Z$. Unter Verwendung von (B.140) und (B.142) führt die Integration des Ausdrucks (B.139) zu

$$-e^{-t_Z(z)/\tau} = z + z_t \ . \qquad \text{(B.143)}$$

Ordnet man dem Zeitpunkt $t_Z = 0$ die Zufallszahl $z = 0$ zu, so legt die Integrationskonstante

$$z_t = -1 \qquad \text{(B.144)}$$

endgültig den Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Zufallszahl fest:

$$t_Z(z) = -\tau \ln(1-z) \ . \qquad \text{(B.145)}$$

In Abbildung B.9 sind die Lebensdauerverteilung des ^{9}Be-Kerns und die Zuordnung zur Zufallszahl z graphisch dargestellt.

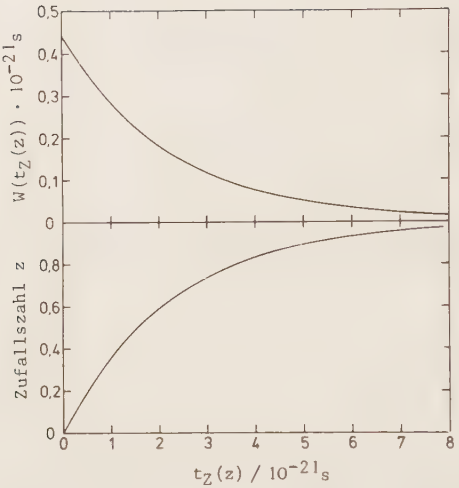


Abb. B.9: Lebensdauerverteilung $W(t_Z(z))$ des 3,058-MeV-Zustands in ^9Be und ihre Zuordnung zur Zufallszahl z

Der Emissionswinkel des Neutrons

Beim Zerfall des ^9Be-Kerns wird das Neutron in alle Raumrichtungen emittiert. Dabei führen die meisten Zerfälle zu keinem Treffer mit dem ^3He-Kern. Wollte man sie alle simulieren, beanspruchte man unnötig lange Rechenzeiten. Es reicht aus, den Neutronenemissionswinkel ε nur bis zu der oberen Grenze ε_{ob} laufen zu lassen. Dabei ist ε_{ob} so groß zu wählen, daß mit Sicherheit kein Trefferereignis verworfen wird. Innerhalb des Intervalls $0 < \varepsilon < \varepsilon_{ob}$ wird die Winkelverteilung als isotrop angenommen (Abschnitt 3.4). Dennoch darf dann der Neutronenemissionswinkel nicht einfach proportional der Zufallszahl z gesetzt werden. Denn je größer ε wird, um so mehr Möglichkeiten gibt es für den Azimutalwinkel, den Winkel ε einzustellen. Also gilt:

$$\varepsilon(z) = \arccos \left[1 - \left(1 - \cos \varepsilon_{ob} \right) z \right] . \qquad (B.146)$$

Die "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$

Ganz allgemein läßt sich sagen, daß die ^{3}He-Kerne unter beliebigen Winkeln $\alpha(t_p)$ am ^{9}Be-Kern inelastisch gestreut werden. Ebenso kann die Verbindungslinie des Proton-Triton-Systems beliebig zu der Flugrichtung seines Schwerpunkts geneigt sein. Die Häufigkeit, mit der ein gewisses Winkelintervall zum Dreiteilchen-Geschehen beiträgt, wird durch die Winkelverteilung der entsprechenden Reaktionsstufe bestimmt. Wollte man den ganzen Reaktionsmechanismus im klassischen Sinne naturgetreu rechnerisch simulieren, so wäre eine vollständige Kenntnis der beiden Winkelverteilungen notwendig.

Selbstverständlich wäre eine derartige Simulationsrechnung äußerst zeitraubend und ist aufgrund der im Experiment gesetzten Bedingungen auch gar nicht notwendig. Die Detektoren beobachten die Protonen und Tritonen unter den festen Laborwinkeln Θ_1 und Θ_2 und greifen nach Abschnitt 3.1 ganz bestimmte Werte für die "inneren" Winkel heraus. Natürlich ist diese Aussage nur näherungsweise exakt. Die statistische Natur der diversen Parameter wie ^{9}Be-Lebensdauer, ^{9}Be-Anregungsenergie usw. definieren für jedes Einzelereignis immer neue mathematische Zusammenhänge, deren Gesamtheit sich in einer mehr oder weniger starken Streuung der "inneren" Winkel um einen Mittelwert niederschlägt. Daher sollte es für die Simulationsrechnungen genügen, die Zufallszahl z nur in ein die Streuungen umfassendes Winkelintervall zu projizieren. Im einfachsten Fall wählt man die Zuordnung linear. Es wird dann vorausgesetzt, daß sich die Winkelverteilung innerhalb des Zeitintervalls nicht ändert. Je schmaler das Intervall und je schwächer die Winkelverteilung strukturiert ist, um so besser ist diese Voraussetzung erfüllt.

Die Breite der Winkelintervalle kann nicht genau vorhergesagt werden. Sie sind erst ein Ergebnis der Simulationsrechnung. Diese wird in Abschnitt B.4 zuerst mit isotroper Winkelverteilung durchgeführt und hinterher nachgeprüft, ob und wie stark sich die Winkelverteilung innerhalb der dann bekannten Winkelintervalle ändert. Selbstverständlich dürfen zur Vermeidung von Abschneideeffekten die zu Beginn der Simulationsrechnung gesetzten Winkelintervalle nie kleiner als die tatsächlich ausgeschöpften Winkelintervalle sein. Für eine isotrope Zuordnung von Zufallszahl und Winkel gilt:

$$\alpha(t_p) = (\alpha_{max} - \alpha_{min}) z + \alpha_{min} , \qquad (B.147)$$

$$\gamma(t_p) = (\gamma_{max} - \gamma_{min}) z + \gamma_{min} , \qquad (B.148)$$

wobei die Indizes "max" und "min" die obere und untere Grenze der Winkelintervalle angeben.

B.3 Winkelunschärfe im Laborsystem

Die Winkelunschärfe hat ihren Ursprung in der Ausdehnung des Strahls auf dem Target und in der Öffnung der Detektorblenden. Bei punktförmigem Targetfleck und Blendenöffnung würde der Geschoßkern nur längs der Bahn O (Abb. B.10) auf dem Target auftreffen, und das nachzuweisende Teilchen dann in den unter dem Winkel Θ_O montierten Detektor fliegen. Bei ausgedehntem Targetfleck und Blendenöffnung verbreitet sich die Bahn O bis hin zu den Grenzbahnen "max" und "min", bei denen das Teilchen unter dem größtmöglichen (Θ_{max}) bzw. kleinstmöglichen (Θ_{min}) Flugwinkel gerade noch in den Detektor gelangt. Ist r_T der Radius des senkrecht zum Strahl projizierten Targetflecks, r_B der Detektorblendenradius, a der Abstand der Detektorblende vom Target und ζ der Neigungswinkel der Targetnormalen zum Strahl, so gilt für die extremalen Winkel:

$$\Theta_{max} = \arctan \frac{\sin\Theta_0 + \dfrac{\frac{r_B}{a}\cos\Theta_0 - \frac{r_B}{a}\frac{r_T}{a}\tan\zeta}{\sqrt{1 + (\frac{r_T}{a}\tan\zeta)^2 - 2\frac{r_T}{a}\tan\zeta\cos\Theta_0}} + \frac{r_T}{a}}{\cos\Theta_0 - \dfrac{\frac{r_B}{a}\sin\Theta_0}{\sqrt{1 + (\frac{r_T}{a}\tan\zeta)^2 - 2\frac{r_T}{a}\tan\zeta\cos\Theta_0}} - \frac{r_T}{a}\tan\zeta} \quad (B.149)$$

$$\Theta_{min} = \arctan \frac{\sin\Theta_0 - \dfrac{\frac{r_B}{a}\cos\Theta_0 + \frac{r_B}{a}\frac{r_T}{a}\tan\zeta}{\sqrt{1 + (\frac{r_T}{a}\tan\zeta)^2 + 2\frac{r_T}{a}\tan\zeta\cos\Theta_0}} - \frac{r_T}{a}}{\cos\Theta_0 + \dfrac{\frac{r_B}{a}\sin\Theta_0}{\sqrt{1 + (\frac{r_T}{a}\tan\zeta)^2 + 2\frac{r_T}{a}\tan\zeta\cos\Theta_0}} + \frac{r_T}{a}\tan\zeta} \quad (B.150)$$

Die Beziehungen sind bezüglich der Quotienten r_T/a und r_B/a nichtlinear und bewirken bei größeren Winkelunschärfen eine Asymmetrie der Streuung um Θ_0. Daher fällt auch der mittlere Winkel

$$\bar{\Theta} = \frac{1}{2}\,(\,\Theta_{max} + \Theta_{min}\,) \quad (B.151)$$

nicht genau mit dem Wert Θ_0 zusammen. Bezieht man jetzt die Winkelunschärfe $\Delta\Theta$ auf diesen Mittelwert $\bar{\Theta}$, so verschwindet die Asymmetrie und es gilt:

$$\Delta\Theta = \frac{1}{2}\,(\,\Theta_{max} - \Theta_{min}\,)\,. \quad (B.152)$$

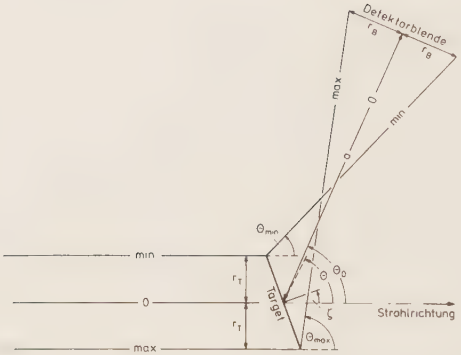


Abb. B.10: Winkelunschärfe im Laborsystem, bedingt durch Targetfleck (r_T) und Detektorblende (r_B)

B.4 Durchführung der Simulationsrechnung

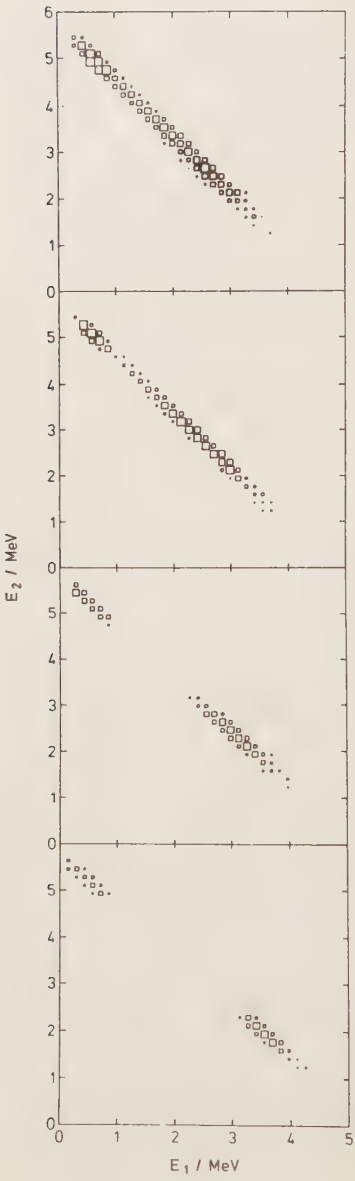
Zu Beginn eines Simulationsversuchs legt der Zufallsgenerator mit der Wahl von Einschußenergie E_0 und Anregungsenergie E_x des ^{9}Be-Kerns gemäß den Gleichungen (B.132) und (B.138) die Kinematik der ersten Reaktionsstufe fest. Zum ebenfalls zufällig gewählten Zeitpunkt t_z (Gleichung B.145) emittiert der ^{9}Be-Kern das Neutron innerhalb des durch (B.146) begrenzten Intervalls mehr oder weniger genau in Richtung des ^{3}He-Kerns. Ob es zu einem Treffer kommt, hängt vom Radius des ^{3}He-Wirkungsquerschnitt-Scheibchens ab. Nach Abschnitt B.1 hängt er ab von der Energie der ^{3}He-Neutron-Relativbewegung und dem aufs Proximity-System bezogenen Raumwinkel $d\omega_\gamma$, in den das Proton bzw. Triton emittiert werden muß, um in die Teilchendetektoren zu gelangen, ab. Mit 10 mb/sr liegt er in der Größenordnung der experimentell vorgegebenen Detektorraumwinkel. Meistens wird das Neutron den ^{3}He-Kern verfehlen, und es muß ein neuer Simulationsversuch gestartet werden. Sollte es aber zu einem Treffer kommen, so setzt der Zufallsgenerator gemäß den Gleichungen (B.147) und

(B.148) die Startwerte $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ für die "inneren" Winkel fest. Dann wird die Bewegung der drei Teilchen ^1H, ^3H und ^8Be mit der Zeit verfolgt. Es zeigt sich, daß nach 10^{-20} Sekunden die Coulombwechselwirkung soweit abgeklungen ist, daß das Defizit in der Energiebilanz bei rund 1% liegt. Im Interesse möglichst kurzer Rechenzeit wird die numerische Rechnung abgebrochen und Energien und Winkel ins Laborsystem transformiert. Es muß dann geprüft werden, ob die errechneten Werte für die Laborflugwinkel in die Winkelintervalle fallen, die durch die Größe des Strahlflecks auf dem ^9Be-Target sowie die Radien der kreisförmigen Detektorblenden vorgegeben sind (Gleichungen B.149 - B.152). Analog der hohen Zählraten bei Single-Experimenten wird mit großer Häufigkeit einer der Laborflugwinkel in den entsprechenden Winkelbereich $\Delta\Theta$ fallen. Die für den Erfolg eines Simulationsversuches notwendige Bedingung, daß gleichermaßen für das Proton und das Triton die Laborflugwinkel in die Intervalle $\Delta\Theta$ fallen, wird entsprechend der niedrigeren Zählrate bei Koinzidenzexperimenten viel seltener erfüllt sein.

Die errechneten Proton-Triton-Laborenergien eines erfolgreichen Simulationsversuches werden wie die experimentell gemessenen Werte in einer Matrix gegeneinander aufgetragen. Die Simulationsereignisse liegen ebenfalls auf der kinematischen Kurve, die dann auf die Protonenenergie-Achse projiziert wird.

B.5 Ergebnisse der Simulationsrechnung für E_0 = 7,08 MeV

Die Abbildung B.11 zeigt die Belegungen der simulierten kinematischen Kurven für die bei einer gemeinsamen Einschußenergie von E_0 = 7,08 MeV durchgeführten Experimente I - IV. Die Projektionsspektren sind bereits in Abbildung 6.1 dargestellt worden. Zum besseren Verständnis der Spektren ist es zweckmäßig, zuerst die während der Simulationsrechnungen vom Zufallsgenerator ausgewählten Variablen und daraus abgeleite-



Experiment I
$\Theta_1 = 71{,}2^{\circ}$
$\Theta_2 = 19{,}1^{\circ}$

Experiment II
$\Theta_1 = 67{,}7^{\circ}$
$\Theta_2 = 18{,}5^{\circ}$

· 1
· 4- 6
◦ 11- 15
▫ 22- 28
□ 46-115

Experiment III
$\Theta_1 = 54{,}0^{\circ}$
$\Theta_2 = 17{,}7^{\circ}$

Experiment IV
$\Theta_1 = 41{,}0^{\circ}$
$\Theta_2 = 22{,}0^{\circ}$

Abb. B.11:

Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit simulierter kinematischer Kurve zu den Experimenten I - IV. ^{3}He-Laboreinschußenergie $E_0 = 7{,}08$ MeV. Projektionsspektren siehe Abb. 6.1

ten Zwischenergebnisse zu diskutieren. Dazu werden die Variablen und Zwischenergebnisse jeweils in eine Kanalzahl umgerechnet und in einem Feld als Häufigkeitsverteilung abgespeichert.

Alle simulierten Häufigkeitsverteilungen haben als Ordinate die in ein Kanalintervall konzentrierte relative Intensität. Sie genügt in allen Spektren ein und derselben Normierung. Die Breiten der Kanalintervalle sind jeweils in den Legenden zu den Abbildungen angegeben.

In Abb. B.12 sieht man die Verteilungen der Einschußenergie E_o, der Anregungsenergie E_x im ^{9}Be-Kern und seine Lebensdauer t_z für sämtliche Simulationsversuche zum Koinzidenzexperiment II (E_o = 7,08 MeV, $\Theta_1 = 67{,}7^o$, $\Theta_2 = 18{,}5^o$). Die Einschußenergie ist homogen über den der Targetdicke entsprechenden Energieverlust von ^{3}He in ^{9}Be verteilt. Die Häufigkeitsverteilung der ^{9}Be-Anregungsenergie gehorcht einer um den Wert 3,058 MeV zentrierten Lorentzkurve und die der Lebensdauer dem radioaktiven Zerfallsgesetz.

Nur der kleine Bruchteil von einigen Promille aller Simulationsversuche führt zum Erfolg. Die Parameterverteilungen dieser Proximity-Ereignisse sind in Abb. B.13 dargestellt. Bis auf die absolute Häufigkeit hat sich an der Homogenität der Einschußenergieverteilung nichts geändert. Die Verteilung der ^{9}Be-Anregungsenergie ist ebenfalls noch um den Wert von 3,058 MeV zentriert. Auffallend ist jedoch eine Asymmetrie bezüglich des Mittelwerts; die niederenergetische Flanke ist unterdrückt worden. Je tiefer die Anregungsenergie des ^{9}Be-Kerns absinkt, umso größer ist die Geschwindigkeit, mit der sich der inelastisch gestreute ^{3}He-Kern vom ^{9}Be-Kern wegbewegt. Da gleichzeitig die Geschwindigkeit des Neutrons abnimmt, wächst die Flugstrecke für das Neutron an, und die Trefferwahrscheinlichkeit fällt ab.

Die Lebensdauerverteilung des ^{9}Be-Kerns ist auf einen viel engeren Bereich konzentriert, als nach dem radioaktiven Zerfallsgesetz zu erwarten wäre. Schon die mittlere Lebensdauer von $2{,}25 \cdot 10^{-21}$ s trägt kaum mehr zur Proximity-Reaktion bei. Die Erklärung liegt wiederum in einer möglichst kurzen Flugstrecke für das Neutron. Je schneller das ^{9}Be zerfällt, umso kürzer die Flugstrecke.

Bis zum Zerfall des ^{9}Be-Kerns hat sich der ^{3}He-Kern mehr oder weniger weit vom ^{9}Be-Kern entfernt. Wie die $|\vec{r}_{6\text{-}R}(t_Z)|$ - Häufigkeitsverteilung zeigt, spielen Entfernungen oberhalb 10 fm keine große Rolle mehr. Die Verteilung bricht bei 4,931 fm jäh ab. Es wurde ja vorausgesetzt, daß die Atomkerne erst dann als eigenständige Gebilde existieren sollen, wenn sie sich mit ihren Oberflächen gerade noch berühren.

Entsprechend der Bevorzugung möglichst kleiner Entfernungen konzentriert sich auch der Zeitraum t_P-t_Z, der sich zwischen dem ^{9}Be-Zerfall und dem Eintreten der Proximity-Reaktion erstreckt, auf kleine Werte.

Damit liegt auch die für die Trefferwahrscheinlichkeit maßgebende Flugstrecke $D_{P\text{-}R}$ für das Neutron fest. Die Verteilung zeigt eine starke Anhäufung im Bereich zwischen 6,3 fm und 30 fm.

Die Verteilung des Neutronenemissionswinkels ε beschränkt sich auf einen Bereich von $1{,}35^{\circ}$. Er ist noch kleiner als das $1{,}5^{\circ}$ umfassende Intervall ε_{ob}, innerhalb dessen die Simulationsrechnung den Neutronenemissionswinkel variiert hat. Ein Abschneideeffekt kann also nicht vorliegen.

Die Häufigkeitsverteilungen B.12 und B.13 beziehen sich, wie bereits erwähnt, auf das Koinzidenzexperiment II. Wie die Simulationsrechnungen gezeigt haben, liegt keine signifikante Winkelabhängigkeit vor, das heißt, die Spektren sind auch repräsentativ für die Experimente I, III und IV.

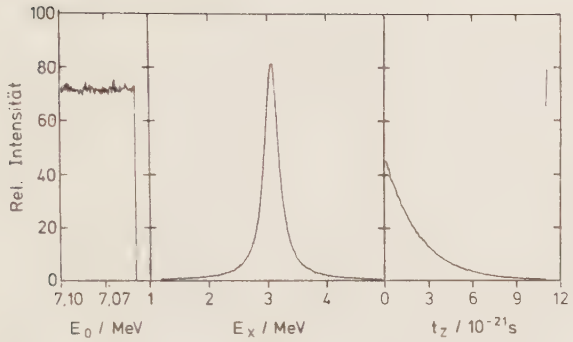
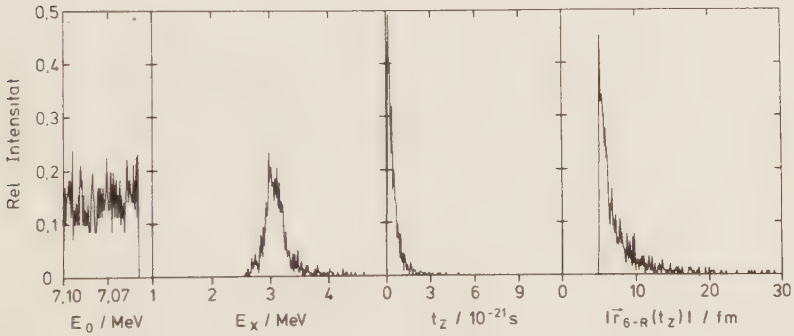


Abb. B.12:

Simulierte Verteilungen aller Simulationsversuche zu Experiment II: ^{3}He-Laboreinschußenergie E_O, Anregungsenergie E_X und Lebensdauer t_Z von ^{9}Be



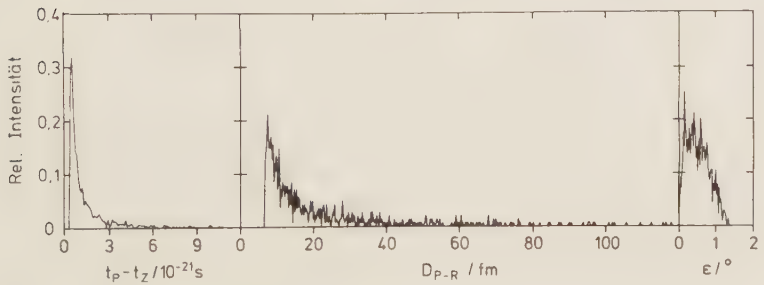


Abb. B.13:

Simulierte Verteilungen der Proximity-Ereignisse zu Experiment II: E_O, E_X, t_Z, ^{3}He-^{9}Be-Entfernung $|\vec{r}_{6-R}(t_Z)|$, Zeitspanne ^{9}Be-Zerfall-Proximity-Reaktion t_P-t_Z, die für die Trefferwahrscheinlichkeit maßgebende Flugstrecke D_{P-R} und Neutronenemissionswinkel ε

Kanalbreiten: E_O: 0,001 MeV, E_X: 0,01 MeV, t_Z: $0{,}029 \cdot 10^{-21}$ s, $|\vec{r}_{6-R}(t_Z)|$: 0,1 fm, t_P-t_Z: $0{,}029 \cdot 10^{-21}$ s, D_{P-R}: 0,2 fm, ε: $0{,}02^\circ$

Unterschiede treten dagegen in den Verteilungen für die "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ auf. Die Spektren sind in der Abbildung B.14 zusammengefaßt. Sie besitzen allesamt eine Doppelstruktur. Sie ist ein Abbild der beiden Überhöhungen in den Projektionsspektren (Abb. 6.1) und drückt eine Zweideutigkeit der Kinematik bezüglich der vorgegebenen Laborwinkel aus. Während die höherenergetischere der beiden Überhöhungen in den Projektionsspektren den "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ stets um den größeren und den Stufenwinkel $\gamma(t_p)$ stets um den kleineren Winkelwert zentriert, führen die beiden Peaks mit den kleineren Winkeln $\alpha(t_p)$ und dafür größeren Stufenwinkeln $\gamma(t_p)$ als zweite kinematische Lösung zu einer Häufung der Protonenenergien bei Werten um rund 0,5 MeV. Diese Energien sind zu klein, als daß sie experimentell mit der $\Delta E/E$-Teilchenidentifizierungstechnik noch erfaßt werden könnten. Daher kann die Identifikation des Proximity-Prozesses nur über die erste kinematische Lösung erfolgen.

Für die erste kinematische Lösung konzentrieren sich die Verteilungen für den "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ in der Abb. B.14 mit einer Halbwertsbreite von durchschnittlich 11^o um Werte zwischen 52^o und 45^o. Nach Abschnitt 1 wurden in diesem Bereich Wirkungsquerschnitte für die erste Reaktionsstufe ($^9Be(^3He,^3He')^9Be^*(3{,}058)$) zwischen 0,48 mb/sr und 0,67 mb/sr gemessen, und die Winkelverteilung ist nicht so isotrop, wie der Simulationsrechnung (Abschnitt B.4) zugrunde gelegt worden ist. Da aber die Kinematik vom Winkel $\alpha(t_p)$ im Vergleich zum Stufenwinkel $\gamma(t_p)$ nur schwach abhängt, wird die Verteilung der Proton-Triton-Ereignisse in den Projektionsspektren von dieser Anisotropie nicht stark beeinflußt.

Für die erste kinematische Lösung bewegen sich die Maxima in den Häufigkeitsverteilungen für den Stufenwinkel $\gamma(t_p)$ mit abnehmendem Protonen-Laborwinkel θ_1 zu kleineren Stufenwinkeln. Gleichzeitig reduziert sich die Breite der Verteilungen. Da die Protonenenergie stark vom Stufenwinkel ab-

hängt, überträgt sich die Breite der Winkelverteilungen direkt auf die Projektionsspektren.

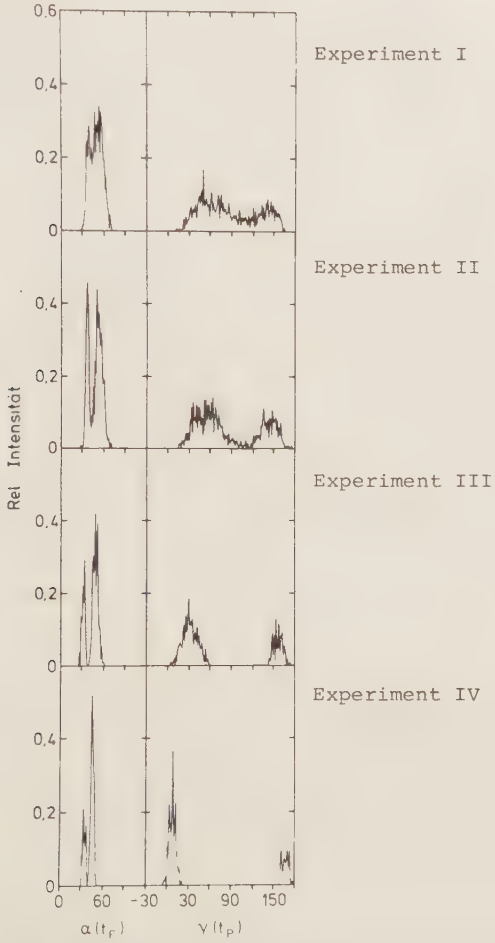
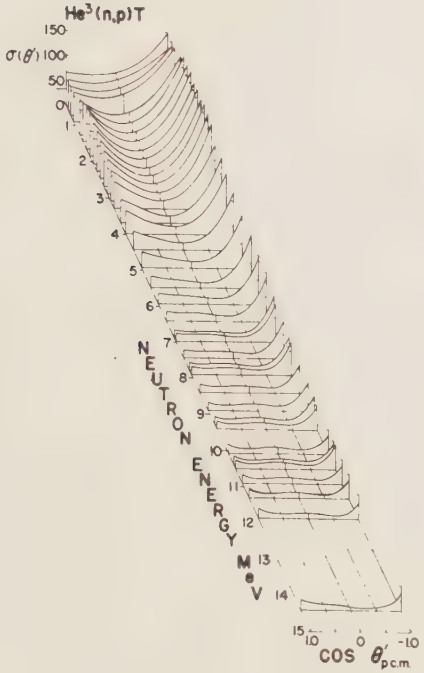


Abb. B.14: Simulierte Verteilungen für die "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ der Experimente I - IV. Der Proximity-Mechanismus kann nur über die erste kinematische Lösung (größeres $\alpha(t_p)$ und kleineres $\gamma(t_p)$) identifiziert werden. Kanalbreite: $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$: 1°

Wegen der starken Abhängigkeit der Kinematik bezüglich des Stufenwinkels $\gamma(t_p)$ ist zu diskutieren, inwieweit die den Simulationsrechnungen zugrunde gelegte Isotropie der Winkelverteilung für die Proximity-Reaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ haltbar ist. Dazu ist in Abbildung B.15 ihre Energie-Winkel-Verteilung dargestellt. Die Neutronen-Laboreinschußenergie entspricht dem 4/3fachen der ^3He - n - Relativenergie $e_{6-5}(t_p)$ und der Schwerpunktwinkel $\Theta'_{pc.m.}$ dem Stufenwinkel $\gamma(t_p)$. In ihrer Gesamtheit ist die Verteilung nicht isotrop. Da nach Abbildung B.16 zur Proximity-Reaktion im wesentlichen nur Relativenergien bis 0,68 MeV entsprechend Neutronen-Laboreinschußenergien bis 0,90 MeV beitragen, ist zumindest für den Vorwärtswinkelbereich, in den nach Abbildung B.14 genau die erste kinematische Lösung konzentriert ist, in guter Näherung die den Simulationsrechnungen zugrunde gelegte Isotropie gewährleistet.

Die zweite kinematische Lösung fällt mit ihren Rückwärtswinkeln in ein Gebiet ansteigenden Wirkungsquerschnitts und ist damit von der Simulationsrechnung unterbewertet worden. Wie bereits erwähnt, kann die zweite kinematische Lösung eh nicht zur Identifikation des Proximity-Mechanismus' herangezogen werden, so daß dieser Fehler ohne Belang ist.

Die Abbildung B.16 repräsentiert die quantitative Bestätigung des in Abschnitt 5 qualitativ erklärten Effekts, daß die Coulombwechselwirkung die Relativenergie des ^3He - n - Systems erhöht. Während bei Vernachlässigung der Coulombwechselwirkung die Relativenergie nur 9 keV beträgt, erreicht sie nach Abbildung B.16 im wesentlichen Werte bis zu 0,68 MeV. Entsprechend mehr Energie wird in die Relativbewegung der Proximity-Reaktionsprodukte gesteckt, und die Lage der Überhöhungen für die erste kinematische Lösung in den Projektionsspektren (Abb. 6.1) wird zu größeren Protonenenergien verschoben.



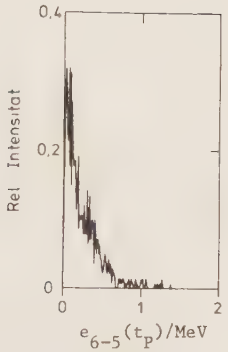


Abb. B.16:

Simulierte Verteilung der ^{3}He - n - Relativenergie $e_{6-5}(t_p)$ für Experiment II. Kanalbreite: 0,01 MeV. Repräsentativ auch für I, III und IV

Abb. B.15:

Energie-Winkel-Verteilung der Proximity-Reaktion nach Pai68. NEUTRON ENERGY = $4/3 \cdot e_{6-5}(t_p)$ $\Theta'_{p.c.m.} = \gamma(t_p)$

Im Laborsystem streuen der Protonen- und Tritonenflugwinkel gemäß den Gleichungen (B.149 - B.152) im Bereich $\pm\Delta\Theta_i$ um die Mittelwerte Θ_i (i = 1,2). Wie Abbildung B.17 am Beispiel von Experiment II demonstriert, füllen die Winkel je das ganze in Tabelle B.1 vorgegebene Intervall aus. Das heißt, die Bereiche für die "inneren" Winkel sind bei der Simulationsrechnung groß genug gewählt worden.

Die Tabelle B.1 faßt für die Experimente I - IV die mittleren Werte der "inneren" Winkel und die Winkelunschärfen der Protonen und Tritonen im Laborsystem zusammen. Beim Vergleich mit Tabelle 4.1 erkennt man, daß die Coulombwechselwirkung $\alpha(t_p)$ geringfügig erhöht, während sie $\gamma(t_p)$ stärker absenkt.

Mit zunehmender Experiment-Nummer nimmt der Einfluß der Coulombwechselwirkung ab.

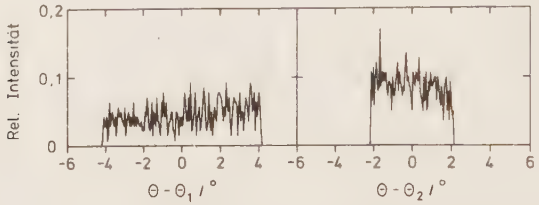


Abb. B.17: Simulierte Streuung des Protonen- und Tritonenwinkels im Laborsystem um die Mittelwerte Θ_1 und Θ_2 bei Experiment II.
Kanalbreite: $\Theta - \Theta_1$ und $\Theta - \Theta_2$: $0{,}05^\circ$

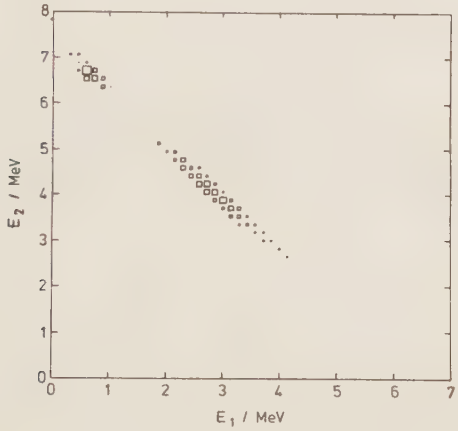
Experiment	$\alpha(t_p)/^\circ$	$\gamma(t_p)/^\circ$	$\pm\Delta\Theta_1/^\circ$	$\pm\Delta\Theta_2/^\circ$
I	53	53	8,9	3,2
II	52	52	4,1	2,1
III	48	32	6,4	3,2
IV	46	8	3,5	2,5

Tabelle B.1:
Mittlere Werte der "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ sowie die Winkelunschärfen der Protonen ($\pm\Delta\Theta_1$) und Tritonen ($\pm\Delta\Theta_2$) im Laborsystem für die Experimente I - IV

B.6 Ergebnisse der Simulationsrechnung für E_0 = 8,98 MeV und E_0 = 6,37 MeV

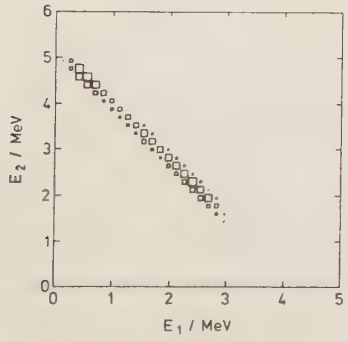
Die rechnerische Simulation des Proximity-Mechanismus' zur erhöhten und abgesenkten Einschußenergie belegt die Proton-Triton-Energieebene gemäß der Abbildung B.18. Die Projektionsspektren sind bereits in den Abbildungen 7.3 und 7.7 den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt worden. Zum Vergleich

ist wegen der zu kleinen Protonenenergie der zweiten kinematischen Lösung wieder nur die erste kinematische Lösung mit großer Protonenenergie zu gebrauchen. Ihr entsprechen in den Häufigkeitsverteilungen der "inneren" Winkel die Peaks mit den größeren $\alpha(t_p)$- und den kleineren $\gamma(t_p)$-Werten (Abb. B.19 und B.20). Die Gegenüberstellung zur Winkelverteilung des Experiments II demonstriert, daß die in Abschnitt 7.1 im Zusammenhang mit dem ^{4}He-Stufenzerfall geforderte Konstanz der "inneren" Winkel beim Hochfahren der Einschußenergie nicht verlorengegangen ist.



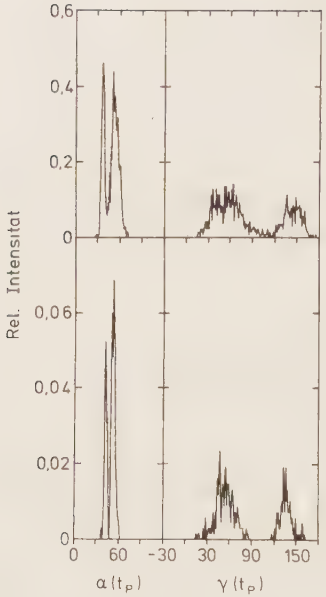
Experiment V
E_0 = 8,98 MeV
Θ_1 = 62,3°
Θ_2 = 23,7°

· 1
• 4- 6
⚬ 11- 15
▫ 22- 28
□ 46-115



Experiment VI: E_0 = 6,37 MeV
Θ_1 = 71,2°
Θ_2 = 14,9°

Abb. B.18:
Proton(E_1)-Triton(E_2)-Ebene mit simulierter kinematischer Kurve zur erhöhten und abgesenkten Einschußenergie. Projektionsspektren siehe Abb. 7.3 und 7.7



Experiment II
E_0 = 7,08 MeV

Experiment V
E_0 = 8,98 MeV

Abb. B.19:
Simulierte Verteilungen für die "inneren" Winkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ zu den Experimenten II und V. Beim Hochfahren der Einschußenergie bleiben die Winkel konstant. Kanalbreite: $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$: 1^o

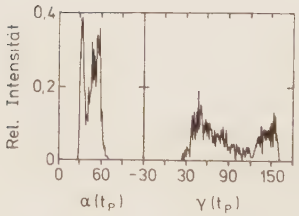


Abb. B.20:
Simulierte Verteilungen für die "inneren" Winkel zu Experiment VI. Kanalbreite: $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$: 1^o

Zu Abb. B.19 und B.20:
Erste kinematische Lösung: Große $\alpha(t_p)$, kleine $\gamma(t_p)$
Zweite kinematische Lösung: Kleine $\alpha(t_p)$, große $\gamma(t_p)$

In Abschnitt B.1-Phase III unterschied man bei den "inneren" Winkeln zwischen den Startwinkeln $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ sowie den asymptotischen Winkeln α und γ. Abschnitt 7.1 stellte anhand der Abbildung 7.1 die Identität der Startwinkel des Proximity-Mechanismus' mit den Winkeln α' und γ' des ^{4}He-Stufenzerfalls fest. Da die Lebensdauer des etwaigen ^{4}He-Zustands und damit

der Einfluß der Coulombwechselwirkung unbekannt ist, handle es sich bei α' und γ' stets um asymptotische Größen. Das heißt, das Energieverhalten der experimentellen Überhöhung wäre unter Konstanthaltung der asymptotischen Winkel anstatt der Startwinkel zu untersuchen. Wie jedoch Abbildung B.21 am Beispiel des Experiments II zeigt, unterscheiden sich, wenn man beim Stufenwinkel von der experimentell bedeutungslosen zweiten kinematischen Lösung absieht, die asymptotischen Verteilungen nicht wesentlich von den Startwinkelverteilungen. Das bedeutet, daß beim Erhöhen der Einschußenergie unter Konstanthaltung der Startwinkel $\alpha(t_p)$ und $\gamma(t_p)$ des Proximity-Mechanismus' auch die asymptotischen Winkel α' und γ' des zur Konkurrenz stehenden ^{4}He-Stufenzerfalls unverändert bleiben.

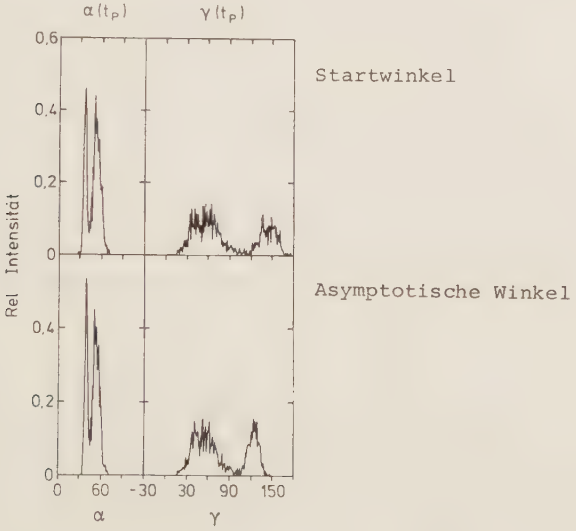


Abb. B.21: Vergleich der simulierten Verteilungen von Startwinkel und asymptotischen Winkel am Beispiel des Experiments II. Für die erste kinematische Lösung gibt es keine wesentlichen Unterschiede.
Kanalbreite: 1°

Die gegenüber zu E_o = 7,08 MeV hohe Einschußenergie von E_o = 8,98 MeV bei Experiment V ist nach Abschnitt 7.2 problematisch hinsichtlich eines etwaigen resonanten Energieverhaltens des zur Konkurrenz stehenden ^{4}He-Stufenzerfalls. Daß andererseits sich die Trefferwahrscheinlichkeit zwischen dem Neutron und dem ^{3}He-Kern sonst nicht hinreichend stark reduzieren läßt, sieht man an den simulierten Verteilungen zur Anregung des 3,058-MeV-Zustands im ^{9}Be-Kern (Abb. B.22). Auffallend ist die viel stärkere Bevorzugung von Anregungsenergien oberhalb der Niveaulage, sobald die Energie von 7,08 MeV auf 8,98 MeV erhöht wird. Dadurch wird vermehrt Energie im ^{9}Be-Kern gespeichert, und der Zuwachs an Einschußenergie wirkt sich nicht mehr in voller Größe auf die den Trefferabstand zwischen dem Neutron und dem ^{3}He-Kern vergrößernde ^{3}He - n - Relativenergie aus. Der Trefferabstand D_{P-R} wächst langsamer an, jedoch noch so stark, daß der Proximity-Effekt auf rund 8% gegenüber E_o = 7,08 MeV herabgesetzt wird. An Abbildung B.22 sieht man, wie sich beim Anheben der Einschußenergie die D_{P-R}-Verteilung zu größeren Trefferabständen verschiebt. Die Trefferabstände sind aber immer noch endlich im Unterschied zu den Aussagen der einfachen Rechnungen nach Abschnitt 3. Ohne Berücksichtigung der Breite des ^{9}Be-Zustands und der Coulombwechselwirkung wäre die Proximity-Reaktion wegen dem bei E_o = 8,98 MeV viel zu schnell davonfliegenden ^{3}He-Kern nicht mehr möglich.

Die Protonenwinkelunschärfe $\Delta\theta_1$ im Laborsystem ist bei Experiment V $\pm 4{,}2^o$ und bei Experiment VI $\pm 4{,}0^o$ groß. Die Tritonenwinkelunschärfe $\Delta\theta_2$ beträgt bei beiden Experimenten $\pm 2{,}1^o$ und deckt sich mit dem Wert aus Experiment II. Daß trotz des gemeinsamen Aufbaus der Experimente II, V und VI sich die Protonenwinkelunschärfe jeweils um $0{,}1^o$ unterscheidet, liegt an der Winkelabhängigkeit der Gleichungen (B.149 und B.150).

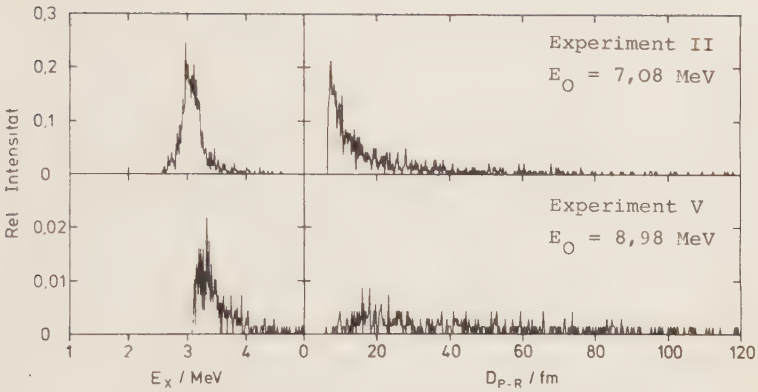


Abb. B.22:

Simulierte Verteilungen von ^{9}Be-Anregungsenergie E_X und Trefferabstand D_{P-R} zu Experiment II und V.
Kanalbreite: E_X: 0,01 MeV, D_{P-R}: 0,2 fm

LITERATURVERZEICHNIS

Ait66 I.J.R. Aitchison and C. Kacser, Phys. Rev. 142 (1966) 1104

Ajz74 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A227 (1974) 1

Ajz75 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A248 (1975) 1

Ajz76 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A268 (1976) 1

Ajz77 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A281 (1977) 1

And65 J.D. Anderson, C. Wong, J.W. Mc Clure and B.A. Pohl, Phys. Rev. Letters 15 (1965) 66

Ber58 A.A. Bergman, A.I. Isakov, IU.P. Popov and F.L. Shapiro, Soviet Phys. JETP 6,1 (1958) 6

Boh68 W. Bohne, D. Hilscher, H. Homeyer, H. Morgenstern and J.A. Scheer, Nucl. Phys. A106 (1968) 442

Bra72 K.H. Bray, J.M. Cameron, G.C. Neilson and T.C. Sharma, Nucl. Phys. A181 (1972) 319

Bro64 J.B. Bronzan, Phys. Rev. 134B (1964) 687

Col65 S. Coleman, R.E. Norton, Nuovo Cimento 38 (1965) 438

Dur73 M. Durand, Nucl. Phys. A201 (1973) 313

Fia73 S. Fiarman and W.E. Meyerhof, Nucl. Phys. 206 (1973) 1

Fin67 W. Finkelnburg, Einführung in die Atomphysik, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1967, Seite 214

Fox62 R. Fox, Phys. Rev. 125 (1962) 311

Gem76 H. Gemmeke, D. Baumgartner, A. Richter and L. Lassen, Z. Physik A279 (1976) 425

Kac65 C. Kacser and I.J.R. Aitchison, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 350

Kat72 S. Kato, H. Orihara, S. Kubono, J. Kasagi, H. Ueno, T. Nakagawa and T. Tohei, Nucl. Phys. A195 (1972) 534

Lan65 J. Lang, R. Müller, W. Wölfli, R. Bösch and P. Marmier, Phys. Lett. 15 (1965) 248

Lan66 J. Lang, R. Müller, W. Wölfli, R. Bösch and P. Marmier, Nucl. Phys. 88 (1966) 576

Las67 L. Lassen, W. Zahradnik and B. Zeitnitz, Phys. Lett. 24B (1967) 338

Las68 L. Lassen, W. Zahradnik and B. Zeitnitz, Nucl. Phys. A120 (1968) 645

Lek81 P. Lekkas, Diplomarbeit, Bochum 1981, Seite 12

Mes62 A. Messiah, Quantum Mechanics, Vol. II, North Holland, Amsterdam, 1962, p. 806

Mey66 L. Meyer-Schützmeister, D. von Ehrenstein and R.G. Allas, Phys. Rev. 147 (1966) 743

New66 R.G. Newton, Scattering Theory of Waves and Particles, Mc Graw Hill, New York, 1966

Pai68 G. Paić and I. Šlaus, Few Body Problems, Light Nuclei, and Nuclear Interactions, Vol. 2, Gordon and Breach, Science Publishers, New York, London, Paris, 1968, p. 607, 826, 828

Rub66 M. Rubin, R. Sugar, G. Tiktopoulos, Phys. Rev. 146 (1966) 1130

San73 J. Sandler, G.S. Mutchler, W. von Witsch, V.A. Otte, G.C. Phillips and D. Rendić, Nucl. Phys. A202 (1973) 49

Sch74 E.W. Schmid, H. Ziegelmann, The Quantum Mechanical Three-Body Problem, F. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1974, p. 43

Sha73 T.C. Sharma, J.M. Cameron and G.C. Neilson, Nucl. Phys. A202 (1973) 59

Swe71 W.E. Sweeney, V. Valković, D. Rendić and G.C. Phillips, Phys. Lett. 37B (1971) 183

Thi69 G. Thiévent, J. Lang, R. Müller and P. Marmier, Phys. Lett. 30B (1969) 23

Thi71 G. Thiévent, J. Lang, R. Müller and P. Marmier, Nucl. Phys. A170 (1971) 17

Val68 V. Valković, C. Joseph, A. Niiler and G.C. Phillips, Nucl. Phys. A116 (1968) 497

Wil66 C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0,5 to 500 MeV, Rapport CEA-R 3042 (1966)

Woo68 L.E. Wood, Comparison of Classical and Quantal Predictions for Rescattering Probabilities in 3-Body-Processes, Center for Theoretical Physics, Department of Physics and Astronomy, University of Maryland College Park, Maryland, Technical Report No. 798, 1968

Zur65 R. Zurmühl, Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1965, Seite 18, 425

Herrn Prof. Dr. D. Kamke danke ich für die Aufnahme in sein Institut, die Stellung des Themas und sein Interesse am Fortgang der Arbeit.

Einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen der Arbeit leistete mir Herr Dr. J. Krug durch zahlreiche kritische Diskussionen und praktische Ratschläge.

Herrn K. Brand und seinen Mitarbeitern gilt Dank für die Bereitstellung des Dynamitron-Tandem-Beschleunigers und Herrn B. Hippert für die Präparation der Targets.
Herr G, Hanke und Herr Dr. H. de Jong ermöglichten durch die Betreuung der Rechneranlage Erfassung und Verarbeitung der Meßdaten. Ihnen ist ebenfalls zu danken.

Allen sonstigen Mitarbeitern, die im Schichtdienst die langwierigen Experimente betreuten, sei gedankt.

Frau A. Marschall gebührt Dank für das Tippen der Arbeit. Die zahlreichen Figuren sind das Ergebnis der sorgfältigen Arbeit von Frau D. Runzer und Frau D. Hake.

Herrn Prof. Dr. H. Freiesleben ist zu danken für die Zeit, die er mir trotz meiner Assistententätigkeit zur Vollendung der Arbeit gab.

Lebenslauf

Geboren:	11.12.50	in Stuttgart
Eltern:		Johann Hilber, Chefkonstrukteur i. R. Helma Hilber, geb. Feldengut, Lehrerin a. D.
Schul-	1957-1962	Grundschule in Stuttgart
bildung:	1962-1970	Gymnasium (math.-naturwiss.) in Stuttgart und Ludwigsburg
	1970	Abitur am Mörike-Gymnasium in Ludwigsburg
Studium:	1970-1976	Universität Stuttgart, Fachrichtung Physik
	1972	Diplomvorprüfung
	1973	Wahlfachprüfung in Elektronik und Kernphysik
	1975	Diplomhauptprüfung in Experimentalphysik und Theoretischer Physik
	1976	Diplomarbeit bei Prof. Dr. phil. H. Pick am II. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart zum Thema "Optische Anregungsexperimente an Z-Zentren in Alkalihalogeniden"
	1976	Diplom
Praktika:	1973	Robert Bosch GmbH, Gerlingen, Abteilung für Elektrochemie
	1974	Euratom-Forschungszentrum, Ispra/Italien, Abteilung für Materialforschung
Doktor-	1977-1982	bei Prof. Dr. D. Kamke am Institut für
arbeit:		Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum zum Thema "Die Kernreaktion $n + {}^3He \rightarrow {}^1H + {}^3H$ als Proximity-Reaktion"
	seit 1977	Tätigkeit als Studentische Hilfskraft und Wissenschaftlicher Assistent m.d.V.b. bei Prof. Dr. D. Kamke und Prof. Dr. H. Freiesleben am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum